

N° d'ordre : 2540

THESE

présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés

Spécialité : Dynamique des fluides

Par M Martinat Guillaume

Analyse physique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour de profils oscillants et d'éoliennes

Soutenue le 13 novembre 2007 devant le jury composé de :

P. DEVINANT	Professeur d'université	Président
M. BRAZA	Directeur de recherche CNRS	Directeur de thèse
G. HARRAN	Maître de conférence	Directeur de thèse
H. ANDERSSON	Professeur d'université	Rapporteur
D. FAVIER	Directeur de recherche CNRS	Rapporteur
E. LONGATTE	Ingénieur EDF/R&D	Membre
E. PEIRANO	Ingénieur ADEME	Membre

*En essayant continuellement on finit par réussir.
Donc : plus ça rate, plus on a de chances que ça marche.*

Résumé

En vue d'applications aux turbines éoliennes, cette thèse vise à améliorer la prédiction des écoulements turbulents instationnaires autour de corps en rotation, par résolution des équations de Navier-Stokes directes ou moyennées. L'analyse du décollement sur un cylindre tournant a été effectuée par la simulation 2D, pour des nombres de Reynolds modérés. Les nombres critiques d'apparition de deux instabilités globales ont été quantifiés. La modélisation de la turbulence instationnaire à nombre de Reynolds élevé a été abordée par approches statistiques et hybrides puis validée pour une configuration de référence, le corps d'Ahmed. Ces méthodes de modélisation ont permis de prédire le décrochage dynamique autour de pales (2D, 3D) et les charges instationnaires prépondérantes dans le couplage énergétique entre le fluide et la structure. En conclusion, on analyse l'apport des approches de modélisation avancées quant à leurs capacités prédictives pour les écoulements précités.

Mots clés : macrosimulation OES, turbulence, instationnarité forcée, décollement, éolienne, modélisation hybride, cylindre, corps de Ahmed, profil d'aile

Abstract

In the perspective of applications to wind turbine design, this thesis aims to improve the prediction of unsteady turbulent flows around a rotating structure, by solving direct or averaged Navier-Stokes equations. The analysis of the detachment of the flow past a rotating cylinder was performed by two-dimensional simulation for low Reynolds number. Critical threshold of two global instabilities have been quantified. The unsteady turbulence modeling at high Reynolds number was studied by statistical and hybrid approaches and validated for a reference configuration, the Ahmed car body. These modeling approaches were applied to predict the dynamic stall around airfoils (2D and 3D) and aerodynamic loads applied to the structure. To conclude, this thesis analyses advanced turbulence modeling approaches and their ability to predict highly unsteady, turbulent separated flows.

Keywords : macrosimulation OES, turbulence, forced unsteadiness, detachment, wind turbine, hybrid modeling, cylinder, Ahmed car body, airfoil

Avant propos

L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans l'équipe Ecoulements Monophasiques Transitionnels et Turbulents de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (EMT2/IMFT) et cofinancés par l'Agence pour le Développement Et la Maîtrise de l'Energie (ADEME) et Electricité de France, Recherche et développement (EDF/R&D).

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à mes directeurs de thèse madame Marianna Braza, directrice de recherche CNRS et monsieur Gilles Harran, maître de conférences à l'INP Toulouse qui m'ont soutenu et conseillé tout au long de ces trois années.

Je suis sensible à l'honneur que m'ont fait les deux rapporteurs de ce travail, monsieur Helge Andersson, professeur à NTNU (Trondheim) et monsieur Daniel Favier directeur de recherche CNRS au LABM de Marseille pour l'intérêt qu'ils ont montré à cette thèse.

Je remercie également les autres membres du jury pour avoir accepté de participer à l'évaluation de ce travail, monsieur Philippe Devinant, professeur au LME Orléans qui a accepté de présider le jury, madame Elisabeth Longatte d'EDF/R&D et monsieur Eric Peirano de l'ADEME.

Je remercie vivement Sir Yannick Hoarau, maître de conférences à l'IMFS de Strasbourg pour sa collaboration active à ce travail et pour avoir mis à ma disposition ses connaissances quant à l'utilisation du solveur NSMB. Jan Vos de CFS Engineering aura également été d'un grand secours et je l'en remercie.

J'adresse de sincères remerciements à monsieur Jacques Magnaudet, directeur de l'IMFT, monsieur Azzedine Kourta, responsable de l'équipe EMT2 qui m'ont accueilli dans leur laboratoire ainsi qu'à l'ensemble des services de l'IMFT et au personnel permanent ou non de l'EMT2.

Enfin et parce qu'il n'y a pas que la mécanique des fluides dans la vie, je tiens à remercier les personnes qui ont eu la gentillesse de me supporter pendant ces trois ans (ce qui n'a pas dû être facile tous les jours) à savoir : Elodie, mes parents, Rémi, Guillaume, Benjamin, Pauline, Arnaud, Rodolphe, François, Amélie, Stéphane, Régis, Emmanuelle, Thierry, Nicolas, Stéphanie, Stéphane, Olivier, Géraldine et sûrement beaucoup d'autres que j'ai oubliés (d'ailleurs je m'en excuse platement).

Table des matières

1	Contexte de l'étude et état de l'art	19
1.1	Le décrochage dynamique	19
1.2	L'écoulements autour d'éoliennes	21
2	Modélisation des écoulements turbulents décollés instationnaires	25
2.1	Approches de modélisation	25
2.1.1	Macrosimulation des grandes échelles, LES	29
2.1.2	Approches statistiques URANS et OES	31
2.1.3	Approches Hybrides	33
2.2	Modèles de fermeture des approches statistiques	36
2.2.1	Modèles de fermeture au second ordre	36
2.2.2	Modèles de fermeture au premier ordre à deux équations de transport	37
2.2.3	Modèles de fermeture au premier ordre à une équation de transport	43
2.3	Conclusion	45
3	Approche numérique	47
3.1	Description du code ICARE	47
3.1.1	Algorithme de résolution	47
3.1.2	Discretisation spatiale et formulation élément finis	49
3.1.3	Conditions aux limites	51
3.2	Description du code NSMB	53
3.2.1	Les équations de Navier-Stokes compressibles	53
3.2.2	Méthodes numériques employées	55
4	Etude bidimensionnelle de la transition vers la turbulence d'un écoulement autour d'un cylindre en rotation	57
4.1	Introduction	57
4.2	Etude de la dépendance en maillage des paramètres globaux de l'écoulement	58
4.3	Comparaison entre les résultats de la présente étude et ceux obtenus par [73] à Reynolds 200	60
4.4	Description des différents régimes observés en fonction de la vitesse de rotation	63
4.4.1	Premier régime instationnaire	64
4.4.2	Premier régime stationnaire	71
4.4.3	Troisième régime stationnaire	73

4.5	Evaluation du seuil de fin du premier régime instationnaire en fonction du nombre de Reynolds	73
4.6	Conclusion	73
5	Simulation numérique et modélisation d'un écoulement turbulent fortement décollé et 3D : le corps d'A Ahmed	77
5.1	Introduction	77
5.2	Configuration numérique de l'étude	81
5.3	Résultats obtenus sur le cas test à 25° d'angle de lunette	83
5.3.1	Description de la topologie de l'écoulement observée	83
5.3.2	Confrontation des modèles testés avec l'expérience de Lienhardt et al	83
5.4	Conclusion	88
6	Modélisation de la turbulence pour le décrochage dynamique	95
6.1	Introduction au décrochage dynamique	95
6.1.1	Exemple d'une première approche sur une éolienne de type Darrieus	96
6.1.2	Paramètres gouvernant l'écoulement	98
6.1.3	Les régimes de décrochage dynamique	100
6.2	Configuration numérique	102
6.3	Modélisation du décrochage dynamique profond à Reynolds 10^5	103
6.3.1	Description du cas test	103
6.3.2	Résultats des calculs bidimensionnels	104
6.3.3	Résultats des calculs tridimensionnels	108
6.4	Modélisation du décrochage dynamique profond à Reynolds 10^6	113
6.4.1	Description du cas test	113
6.4.2	Résultats des calculs bidimensionnels	113
6.5	Conclusion	117
	Références	123

Table des figures

1.1	<i>Eolienne Darrieus, Savonius et à effet Magnus</i>	21
1.2	<i>Rendement des divers modèles d'éoliennes en fonction de la vitesse réduite</i> . . .	22
2.1	<i>Schématisation du point de vue spectral de l'approche OES par rapport à l'approche LES</i>	29
2.2	<i>Spectre des vitesses obtenu dans le sillage d'un cylindre à Reynolds 140000. Résultats expérimentaux provenant de mesures PIV [79] et LDV [37]</i>	33
2.3	<i>Variation spatiale du rapport $\frac{-uv}{k}$ en proche paroi d'un profil NACA0012 à 20° d'incidence pour un nombre de Reynolds de 10^5</i>	43
4.1	<i>Vues large et rapprochée d'un maillage type utilisé lors des simulations.</i>	59
4.2	<i>Variation du coefficient de traînée en fonction de la variation de la hauteur du maillage</i>	61
4.3	<i>Variation du coefficient de traînée en fonction de la distance en amont du cylindre.</i>	61
4.4	<i>Variation du coefficient de traînée en fonction de la variation de la dimension caractéristique des maillages carrés. Les maillages comparés sont ici les maillages M11, M12 et M13</i>	62
4.5	<i>Iso-pressions observées sur le maillage M9</i>	63
4.6	<i>Iso-pressions observées sur le maillage M13</i>	64
4.7	<i>Evolution du coefficient de portance moyen en fonction de la vitesse de rotation réduite pour un nombre de Reynolds de 200</i>	65
4.8	<i>Evolution du coefficient de traînée moyen en fonction de la vitesse de rotation réduite pour un nombre de Reynolds de 200</i>	65
4.9	<i>Evolution du nombre de Strouhal en fonction de la vitesse de rotation réduite pour un nombre de Reynolds de 200</i>	66
	$\alpha = 0$	67
	$\alpha = 0.5$	67
	$\alpha = 1$	67
	$\alpha = 1.5$	67
	$\alpha = 1.75$	67
	$\alpha = 1.9$	67
	$\alpha = 2$	67
	$\alpha = 2.2$	67
	$\alpha = 3$	67
	$\alpha = 3.5$	67

$\alpha = 4$	67
$\alpha = 4.3$	67
$\alpha = 4.5$	67
$\alpha = 4.6$	67
$\alpha = 4.7$	67
$\alpha = 4.9$	67
4.10 Lignes de courant de l'écoulement moyen autour d'un cylindre en rotation pour différentes vitesses de rotation réduites	67
$\alpha = 0$	68
$\alpha = 0.5$	68
$\alpha = 1$	68
$\alpha = 1.5$	68
$\alpha = 1.75$	68
$\alpha = 1.9$	68
$\alpha = 2$	68
$\alpha = 2.2$	68
$\alpha = 3$	68
$\alpha = 3.5$	68
$\alpha = 4.3$	68
$\alpha = 4.6$	68
4.11 Isovaleurs de pression moyennes pour différentes vitesses de rotation réduites	68
$\alpha = 0$	69
$\alpha = 1$	69
$\alpha = 1.5$	69
$\alpha = 1.9$	69
$\alpha = 2$	69
$\alpha = 2.2$	69
$\alpha = 2.5$	69
$\alpha = 3$	69
$\alpha = 3.2$	69
$\alpha = 3.5$	69
$\alpha = 4$	69
$\alpha = 4.3$	69
$\alpha = 4.5$	69
$\alpha = 4.6$	69
$\alpha = 4.9$	69
4.12 Lignes de courant de l'écoulement moyen autour d'un cylindre en rotation pour différentes vitesses de rotation réduites	69
$\alpha = 1$	70
$\tau = 2/12$	70
$\tau = 3/12$	70
$\tau = 4/12$	70
$\tau = 5/12$	70
$\tau = 6/12$	70
$\tau = 7/12$	70

$\tau = 8/12$	70
$\tau = 9/12$	70
$\tau = 10/12$	70
$\tau = 11/12$	70
$\tau = 12/12$	70
4.13 Evolution du champ de vorticité et des lignes de courant pour une vitesse de rotation réduite de 1.5 et un nombre de Reynolds de 200	70
$T = 1/78$	72
$T = 3/78$	72
$T = 5/78$	72
$T = 7/78$	72
$T = 11/78$	72
$T = 23/78$	72
$T = 39/78$	72
$T = 55/78$	72
$T = 63/78$	72
$T = 65/78$	72
$T = 67/78$	72
$T = 69/78$	72
$T = 71/78$	72
$T = 73/78$	72
$T = 75/78$	72
$T = 78/78$	72
4.14 Evolution des lignes de courant et du champ de vorticité sur une période	72
4.15 Variation du Γ critique de fin de l'instabilité de Von Karman en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison entre la présente étude et celle de Stojkovic	74
5.1 Schéma technique du corps de Ahmed	78
5.2 Modification de la géométrie en fonction de l'angle de la lunette	78
5.3 Traînée du corps d'A Ahmed en fonction de l'angle de la lunette. Les contributions de la traînée visqueuse ainsi que les contributions de la traînée de pression due à l'avant, à l'arrière et à la lunette sont représentées. Menter, 2005 d'après Ahmed, 1984	79
5.4 Schéma de la topologie de l'écoulement observée et lignes de frottement pariétales pour les angles de 25° (� gauche) et 35° (� droite). Lienhardt, 2000	80
5.5 Profils de vitesse longitudinaux obtenus sur le corp de Ahmed lors du programme européen DESider	81
5.6 Vue éloignée du maillage utilisé	82
5.7 Vue rapprochée du maillage utilisé	82
5.8 Isosurfaces de critère Q � 20 et lignes de courant	84
5.9 Lignes de courant	84
$Y = 0.1$	85
$Y = 0$	85
$Y = -0.1$	85

5.10	Isocontours de pression et lignes de courant sur les plans longitudinaux pour différentes valeurs de Y . Le plan médian est à $Y=0$	85
5.11	Isocontours de critère Q sur les plans transverses $X=-303\text{mm}$, $X=-243\text{mm}$, $X=-183\text{mm}$, $X=-123\text{mm}$, $X=-63\text{mm}$ et $X=3\text{mm}$	86
5.12	Isocontours de critère Q et vecteurs vitesses sur les plans transverses $X=38\text{mm}$, $X=138\text{mm}$, $X=238\text{mm}$, $X=338\text{mm}$, $X=438\text{mm}$ et $X=538\text{mm}$	87
5.13	Comparaison des profils de vitesse longitudinaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt sur la lunette arrière du corps	89
5.14	Comparaison des profils de vitesse verticaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt sur la lunette arrière du corps	90
5.15	Comparaison des profils de vitesse longitudinaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt dans le sillage du corps	91
5.16	Comparaison des profils de vitesse verticaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt dans le sillage du corps	92
6.1	Aile NACA 0012 en oscillation à 14 degrés d'incidence a) dans le cas où l'incidence est croissante, b) dans le cas où l'incidence est décroissante. A noter que l'angle de 14° est supérieur à l'angle de décrochage dans le cas statique	96
6.2	Visualisation générale, proche paroi et détail du bord de fuite du maillage de type C utilisé	97
6.3	Evolution du coefficient de puissance de l'éolienne en fonction du temps sur une période du mouvement	98
	Plan large du rotor complet	99
	Plan rapproché sur chaque profil	99
6.4	Visualisation du champ de vorticité pour une vitesse de rotation réduite de 1.5	99
6.5	Régimes de décrochage dynamique sur un profil NACA0012, $\alpha = \alpha_0 + 10\sin(\omega t)$, $k=0.1$ où k est la fréquence de rotation réduite adimensionnée par la vitesse de l'écoulement à l'infini et la corde du profil. Les lignes solides représentent la partie ascendante du mouvement et les lignes pointillées la partie descendante. [83]	100
6.6	Développement du décrochage dynamique sur une aile en oscillation à $Re = 2.10^6$ [83]	102
6.7	Visualisation générale, proche paroi et détail du bord de fuite du maillage de type C utilisé	103
6.8	Visualisation générale, proche paroi et détail du bord de fuite du maillage de type O utilisé	104
	$\alpha = 7.2^\circ$ ascendant	106
	$\alpha = 9.6^\circ$ ascendant	106
	$\alpha = 12^\circ$ ascendant	106
	$\alpha = 14.4^\circ$ ascendant	106
	$\alpha = 16.8^\circ$ ascendant	106
	$\alpha = 16.8^\circ$ descendant	106
	$\alpha = 14.4^\circ$ descendant	106
	$\alpha = 12^\circ$ descendant	106
	$\alpha = 9.6^\circ$ descendant	106
	$\alpha = 7.2^\circ$ descendant	106

6.9	<i>Isovaleurs de vorticité sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du mo- d�le $k - \varepsilon Chien$</i>	106
	$\alpha = 7.2^\circ$ ascendant	107
	$\alpha = 9.6^\circ$ ascendant	107
	$\alpha = 12^\circ$ ascendant	107
	$\alpha = 14.4^\circ$ ascendant	107
	$\alpha = 16.8^\circ$ ascendant	107
	$\alpha = 16.8^\circ$ descendant	107
	$\alpha = 14.4^\circ$ descendant	107
	$\alpha = 12^\circ$ descendant	107
	$\alpha = 9.6^\circ$ descendant	107
	$\alpha = 7.2^\circ$ descendant	107
6.10	<i>Coefficient de pression sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du modèle $k - \varepsilon Chien$</i>	107
6.11	<i>Boucles d'hystérésis obtenues lors des calculs 2D sur les coefficients globaux com- parées aux résultats expérimentaux</i>	109
	$\alpha = 6^\circ$	110
	$\alpha = 8^\circ$ ascendant	110
	$\alpha = 10^\circ$ ascendant	110
	$\alpha = 12^\circ$ ascendant	110
	$\alpha = 14^\circ$ ascendant	110
	$\alpha = 16^\circ$ ascendant	110
	$\alpha = 18^\circ$	110
	$\alpha = 16^\circ$ descendant	110
	$\alpha = 14^\circ$ descendant	110
	$\alpha = 12^\circ$ descendant	110
	$\alpha = 10^\circ$ descendant	110
	$\alpha = 8^\circ$ descendant	110
6.12	<i>Isosurface du module de la vorticité � 1, carte des couleurs en fonction du module de la vitesse entre 0 et 2 sur l'ensemble d'un cycle de tangage</i>	110
6.13	<i>Boucles d'hystérésis obtenues lors des calculs 3D sur les coefficients globaux comparées aux résultats expérimentaux et aux boucles obtenues avec le modèle Spalart-Allmaras en 2D.</i>	111
6.14	<i>Evolution du coefficient de portance en fonction du temps sur une période de tangage. Comparaison du modèle Spalart-Allmaras 2D et de la DDES $k - \omega SST$ 3D</i>	112
	$\alpha = 5^\circ$	114
	$\alpha = 8^\circ$ ascendant	114
	$\alpha = 12^\circ$ ascendant	114
	$\alpha = 16^\circ$ ascendant	114
	$\alpha = 20^\circ$ ascendant	114
	$\alpha = 23^\circ$ ascendant	114
	$\alpha = 25^\circ$	114
	$\alpha = 23^\circ$ descendant	114
	$\alpha = 20^\circ$ descendant	114

$\alpha = 16^\circ$ descendant	114
$\alpha = 12^\circ$ descendant	114
$\alpha = 8^\circ$ descendant	114
6.15 Isovaleurs de vorticité sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du mo- d�le $k - \omega SST$	114
$\alpha = 5^\circ$	115
$\alpha = 8^\circ$ ascendant	115
$\alpha = 12^\circ$ ascendant	115
$\alpha = 16^\circ$ ascendant	115
$\alpha = 20^\circ$ ascendant	115
$\alpha = 23^\circ$ ascendant	115
$\alpha = 25^\circ$ ascendant	115
$\alpha = 23^\circ$ descendant	115
$\alpha = 20^\circ$ descendant	115
$\alpha = 16^\circ$ descendant	115
$\alpha = 12^\circ$ descendant	115
$\alpha = 8^\circ$	115
6.16 Coefficients de pression sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du modèle $k - \omega SST$	115
6.17 Boucles d'hystérésis obtenues lors des calculs 2D sur les coefficients globaux com- parées aux résultats expérimentaux	116

Introduction

Cette étude s'inscrit dans le contexte de l'analyse physique et de modélisation d'écoulements turbulents autour d'obstacles soumis à des effets de rotation pariétale. Elle vise à améliorer la prédiction d'écoulements turbulents autour de structures oscillantes (rotation pariétale ou oscillation en tangage). Elle trouve son application dans l'aérodynamique de machines tournantes : voilures éoliennes, pales d'hélicoptères, turbomachines. Des méthodes efficaces basées sur la théorie des écoulements potentiels (théorie de ligne portante et de disque d'action) sont appliquées jusqu'à présent pour des configurations complexes de machines tournantes. Elles présentent des avantages considérables quant à leur efficacité et robustesse en ce qui concerne la capture de phénomènes associés à la génération de tourbillons dans les régions proche et lointaine de l'obstacle et sont largement utilisées par le secteur industriel. Néanmoins, ces méthodes dépendent de résultats expérimentaux et de par leur concept ne peuvent pas prendre en compte complètement les effets visqueux associés aux régions décollées instationnaires et au décrochage. Pour ces raisons, le secteur aval s'intéresse de plus en plus à des approches CFD, Computational Fluid Dynamics, qui prennent en compte le système des équations de Navier-Stokes moyenné et la modélisation des échelles de la turbulence que l'on ne peut pas résoudre directement. L'approche CFD est plus onéreuse et nécessite la capture correcte de la physique par les schémas de modélisation. Dans l'état de l'art, en dépit de progrès considérables des approches de modélisation de la turbulence instationnaire, il n'existe pas encore à notre connaissance de méthode universelle et entièrement fiable pour la modélisation satisfaisante de cette classe d'écoulements. En effet, la présence de la paroi solide, région cruciale où naît la turbulence qui se propage ensuite autour de l'obstacle, et le nombre de Reynolds élevé des applications industrielles représentent les verrous principaux quant à l'efficacité de l'approche CFD. Il est bien connu que l'approche de macrosimulation de grandes échelles (LES) n'est pas encore applicable à cette classe d'écoulements, car la LES 'pure' doit tendre vers une simulation directe vers la région proche, ce qui nécessiterait une finesse du maillage prohibitive pour l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds supérieur à 10^4 (région habituelle de limitation de la LES). Pour appliquer la LES à des nombres de Reynolds plus importants, il faut employer des techniques spécifiques pour la région proche-paroi, relatives à l'approche statistique, RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Dans le contexte des instationnarités qui gouvernent la présente classe d'écoulements, la plupart des modèles RANS sont une extension simple des équations de Reynolds vers le même type d'équations où on a rajouté le terme temporel (URANS - Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes). On applique alors les hypothèses de base de la turbulence en équilibre statistique dans le contexte d'écoulements instationnaires gouvernés par la turbulence hors équilibre. Cette extension a conduit à une perte d'efficacité considérable de

l'approche URANS par une surproduction de l'énergie cinétique turbulente et donc bien souvent une surévaluation de la traînée aérodynamique. Depuis une dizaine d'années, on peut constater des efforts d'amélioration de l'approche URANS, grâce à sa robustesse pour modéliser la région proche-paroi. Ces améliorations essaient de tenir compte de certains aspects du non-équilibre associé à l'instationnarité. Néanmoins, ces efforts sont encore insuffisants quant à la capacité prédictive de URANS pour les écoulements instationnaires turbulents, fortement décollés et soumis à des effets de rotation, notamment quant à la prédiction de la région intermédiaire (zone de formation de tourbillons cohérents et du décrochage). Dans cette région, située un peu plus loin de la paroi, des approches de type LES seraient plus efficaces. Ainsi, afin d'associer les avantages de URANS dans la région proche et ceux de la LES dans la région plus lointaine, quant à ces écoulements pariétaux à haut Reynolds, des approches de macrosimulation dites hybrides ont vu le jour depuis 1997. Plus récemment l'approche hybride Detached Eddy Simulation a permis de s'affranchir de la gestion des interfaces entre les régions précitées.

Dans cette thèse nous allons considérer des corps, supposés non déformables, qui auront un mouvement propre dans l'écoulement uniforme à l'infini amont caractérisé par une fréquence réduite de l'ordre de l'unité (les temps caractéristiques du fluide et du solide sont du même ordre de grandeur). C'est pour cette classe d'écoulements que l'évaluation précise des charges aérodynamiques instationnaires est donc la plus délicate. Si on tient compte de la souplesse des matériaux (ce qui n'est pas le cas dans cette thèse) les échanges d'énergie entre le fluide et la structure dans ce couplage fort peuvent induire des vibrations importantes voire des instabilités destructrices (flottement). Pour un grand nombre d'applications, on conçoit donc tout l'intérêt de disposer de modèles prédictifs fiables pour représenter la dynamique des charges aérodynamiques. Elle est dimensionnante pour les éoliennes Darrieus, mais aussi pour les grandes éoliennes à hélices en particulier lorsqu'elle sont régulées au décrochage. L'aérodynamique d'un rotor d'hélicoptère et des turbomachines présentent aussi de fortes similitudes, mais nécessite la prise en compte des effets de compressibilité.

En résumé, cette thèse a pour principal objectif de contribuer à l'évaluation des approches de modélisations avancées (statistiques et hybrides) pour capturer la dynamique des structures cohérentes dans la région proche, sous l'effet de l'oscillation d'une structure solide non déformable, à grand nombre de Reynolds, en présence de fort décollement, lorsque les échelles de temps relatives au fluide et à la structure sont du même ordre de grandeur.

La présentation de l'articulation de la thèse nous permet de passer en revue les configurations géométriques que nous avons étudiés : Après avoir présenté le contexte (chapitre 1), les effets de rotation pariétale sur les structures cohérentes autour d'un obstacle sont analysés dès leurs premières étapes de naissance, en nombre de Reynolds modéré (chapitre 4). Afin de mieux étudier l'impact de la rotation sur les étapes successives de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds et de la fréquence réduite, la configuration du cylindre circulaire a été choisie, car cet écoulement présente des structures cohérentes régulières et antisymétriques sans rotation. Il offre ainsi la possibilité de mieux analyser les effets de la rotation pariétale sur l'instabilité globale, les modes globaux, l'amplification, la modification et la disparition des instabilités. Cette étude réalisée à un nombre de Reynolds de 200 a permis d'évaluer l'influence d'un solide en rotation sur la naissance de la turbulence

mettant en évidence de nouveaux régimes d'instabilité en fonction de la fréquence réduite. Au chapitre 2, les approches de macrosimulation de la turbulence sont présentées. Des approches statistiques avancées et hybrides sont notamment commentées quant à la capture de la physique du non-équilibre de la présente classe d'écoulements. La validation de ces approches dans le cadre d'écoulements fortement décollés, instationnaires, tridimensionnels est effectuée dans le chapitre 5, par l'intermédiaire d'un cas-test parmi les plus difficiles à modéliser, le corps de Ahmed. Les approches de modélisation les plus efficaces parmi celles étudiées sont ensuite utilisées dans le contexte de la prédiction du décrochage dynamique. Des configurations génériques de profils d'aile oscillant en tangage en écoulements 2D et 3D (section de profil constante en envergure mais écoulement gouverné par la physique 3D des fluctuations turbulentes), ainsi qu'une configuration générique d'éolienne 2D sont simulées dans le chapitre 6. En conclusion, les phénomènes physiques associés aux effets de la rotation précités sont discutés ainsi que la capacité prédictive (avantages et limitations) des approches de macrosimulation de la turbulence utilisées pour la simulation d'écoulements autour d'obstacles oscillants.

Chapitre 1

Contexte de l'étude et état de l'art

Dans ce chapitre nous présentons la phénoménologie des écoulements autour de profils oscillants et des éoliennes, ainsi que des approches de leur modélisation dans l'état de l'art.

1.1 Le décrochage dynamique

En ce qui concerne le mouvement d'un profil d'aile en tangage, de nombreuses études expérimentales ont permis d'analyser les effets de variation de l'incidence et le décrochage dynamique. Une revue détaillée quant au décrochage dynamique est fournie par [66], [27], [81]. Les travaux expérimentaux du Laboratoire d'Aérodynamique et de Biomécanique du Mouvement (LABM), basées notamment sur l'anémométrie Laser embarquée, [12], ont fourni une analyse physique très détaillée de ce phénomène (voir également les travaux de [5], [76], [11], [2]). Ces travaux ont été utilisés pour l'amélioration et la validation des approches de modélisation de la turbulence ([50]), notamment dans le contexte de l'interaction fluide-structure.

En effet, ce mouvement du profil est la configuration la plus simple pour étudier le phénomène de décrochage dynamique (dynamic stall), dynamique en opposition au décrochage statique (static stall) à incidence fixée. Ce phénomène est la résultante d'une instationnarité forcée par le mouvement du profil. Il faut noter cependant, que l'influence du mode d'instationnarité naturelle (von Karman) à chaque valeur de l'angle d'incidence au delà d'une incidence critique, existe et interagit non-linéairement avec le mode d'instationnarité forcé induit par le mouvement de la structure. Cette interaction avait été étudiée par simulation numérique et modélisation au sein d'une étude de collaboration entre le LABM et l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), thèse de [89] en comparaison avec les expériences physiques du LABM, (Thèse de [76], [77]). Pour ces raisons, le processus dynamique qui gouverne ce type d'écoulement est très complexe et difficile à prédire par des approches de CFD classiques. La capacité à simuler précisément le phénomène de décrochage dynamique est un point d'intérêt majeur en aérodynamique, surtout du fait de son importance en aéronautique pour la manoeuvrabilité de surfaces portantes telles que les ailes d'avions, les pales d'hélicoptères, les turbines de moteur et les éoliennes. Ce phénomène apparaît lors de manoeuvres à de grands angles d'attaque du profil et amène à une soudaine chute du coefficient de portance de l'aile. Lors de mouvements forcés de

profils d'aile, les écoulements instationnaires générés autour du profil peuvent se détacher par décollement de la couche limite et rattacher sur de larges portions de la longueur du profil. Dans le cas du tangage, lorsque l'angle d'attaque d'un profil d'aile augmente, à partir d'un certain angle (cet angle étant une donnée propre au profil) une structure tourbillonnaire très énergétique se développe dans la région du bord d'attaque et est convectée vers l'aval, le long de la surface du profil. Ce faisant, cette structure grossit, provoque des perturbations dans la distribution de pression le long de la corde, augmente l'épaisseur de la couche limite, induit des décollements. Elle va ainsi produire des changements importants sur les forces et moments appliqués sur le profil, et donc sur la portance et la traînée. Durant le temps de passage de cette structure sur le profil d'aile, le coefficient de portance augmente. Lorsqu'elle est lâchée dans le sillage, l'écoulement sur l'extrados du profil est complètement décollé. Une brusque perte de portance intervient alors ainsi qu'une baisse du coefficient de moment. Lorsque l'angle d'attaque diminue, l'écoulement recolte finalement sur le profil depuis le bord d'attaque.

Les travaux de synthèse du programme européen UNSI, *Unsteady viscous methods in the context of fluid-structure interaction*, [46], rapportent une comparaison sur des approches par CFD, incluant diverses classes de modélisation de la turbulence pour les écoulements de tangage à nombre de Reynolds élevé, (ordre de 10^6), (expériences de Piziali (1993) et du LABM, Berton et al (2002)). Les modèles URANS à deux équations ne prédisent pas correctement les boucles d'hystérésis, avec une faible amélioration lorsqu'on utilise des modèles non-linéaires (Suga et al, 19xx). Une légère amélioration est également obtenue en utilisant des modèles EARSM, Explicit algebraic stress, ([97]), néanmoins calibrés spécifiquement pour ces écoulements de tangage (SALSA model, [88]). Le modèle à deux équations k-omega avec limiteur de viscosité turbulente, (modèle k-omega-SST), étudié pour des profils oscillants par [9] indique un comportement amélioré et la nécessité donc de diminuer la production excessive de viscosité turbulente. Les modèles au second ordre qui ne nécessitent pas de loi phénoménologique quant à la viscosité turbulente, loi Boussinesq ou non-linéaire, présentent des difficultés importantes de convergence notamment en applications instationnaires, à cause précisément de l'absence de terme de diffusion renforcé par cette viscosité, ([85]) et conduisent à des temps de calcul prohibitifs pour les écoulements de tangage. Les spécificités de l'ensemble des approches de modélisation sont fournies dans le chapitre 2. Les travaux rapportés par le programme européen DESIDER, *Detached Eddy Simulation for Industrial Aerodynamics*, (2005-2007) sur l'écoulement de tangage d'une aile NACA0012 à nombre de Reynolds également élevé, Mc Alister et al, 1982, font appel en plus de la modélisation URANS, de modélisations hybrides dont la DES, *Detached Eddy Simulation*. On notera une amélioration de prédiction par le modèle à une équation de transport de Spalart-Allmaras au sein de la DES. Néanmoins, les résultats issus de la CFD sont encore loin d'être satisfaisants quant à la prédiction correcte des boucles d'hystérésis associées au décrochage dynamique. Il est nécessaire de mieux capter la physique des écoulements par des schémas de modélisation avancés, notamment en ce qui concerne la région proche-paroi. En conclusion, les approches de type CFD ne donnent pas encore entière satisfaction quant à la prédiction du phénomène complexe du décrochage dynamique. Des mécanismes non-linéaires entre la turbulence aléatoire et les structures organisées de la région proche issues du mouvement de la structure et de l'instabilité naturelle sous-jacente doivent être prise en compte dans la modélisation.

1.2 L'écoulements autour d'éoliennes

Si la filière du « grand éolien » (fermes de très forte puissance, sites offshore) est en pleine expansion, l'idée de décentraliser l'énergie en produisant de petites quantités de façon localisée est de plus en plus présente. EDF R&D (département TESE : Technologies et Economie des Systèmes électriques) a identifié le potentiel du petit éolien (de 1 à 100KW) pour l'électrification dans les zones rurales, les pays en développement mais aussi les zones urbaines et péri-urbaines. Pour dynamiser la recherche sur ce thème, EDF a créé un réseau « petit éolien », auquel l'équipe EMT2 (Ecoulements Monophasiques Transitionnels et Turbulent) de l'IMFT a été associé, pour favoriser les échanges dans un groupe de travail interdisciplinaire. Le cloisonnement dans le domaine de la recherche sur l'éolien est en effet un problème de la filière, mentionné par l'ADEME (Gosset et al. 2006). Alors que l'éolienne à hélice est la technologie dominante pour les machines de

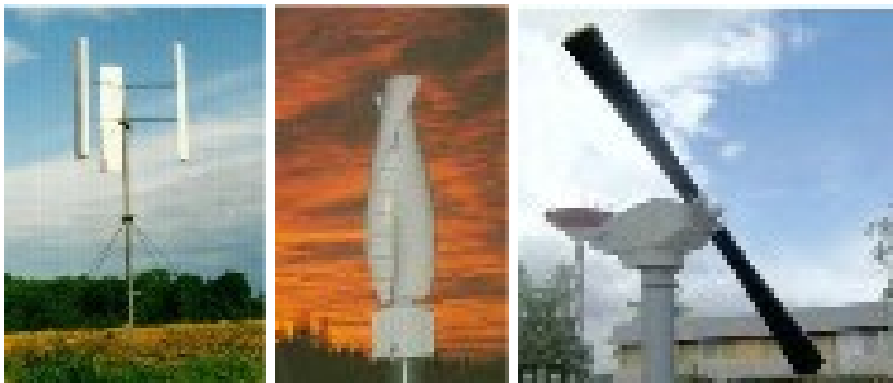


FIG. 1.1 – *Eolienne Darrieus, Savonius et à effet Magnus*

forte puissance, les petites turbines pour les applications visées, sont souvent de conception très différentes. Plusieurs concepts en cours de développement reposent sur l'utilisation de la force Magnus déjà exploitée par le passé pour la propulsion nautique. Théoriquement comme le montre [15], il est possible d'atteindre des rendements comparables aux éoliennes à hélices avec une éolienne à cylindres tournants. Le principe de traînée différentielle entre deux augets proposé par Savonius suscite encore aujourd'hui un grand nombre de brevets à l'efficacité parfois contestable. Ce concept présente bien des avantages (fort couple au démarrage, faible bruit, pas de dispositif d'orientation, puissance ramenée au sol) mais son rendement est relativement faible, de l'ordre de 20%. L'éolienne Darrieus reprend la conception à axe vertical et ses avantages, mais le couple moteur étant produit par la portance d'un profil, le rendement devient comparable à celui d'une hélice (figure 1.2) Les premiers tests de performance de cette voilure ont été réalisés dans la soufflerie S1 de l'IMFT en 1940 (rapport d'essai n°82).

Grâce à un rapport poids-puissance avantageux, elle n'est pas limitée à de petites puissances. Toutefois comme le souligne Ion Paraschivoiu dans son ouvrage de synthèse dédié à la conception des éoliennes Darrieus ([75]), ce type de voilure nécessite un effort de recherche et développement pour surmonter des handicaps inhérents à cette géométrie. Principalement, la forte variabilité de la charge aérodynamique au cours du cycle de rotation impose des contraintes mécaniques néfastes à la structure. Les problèmes de

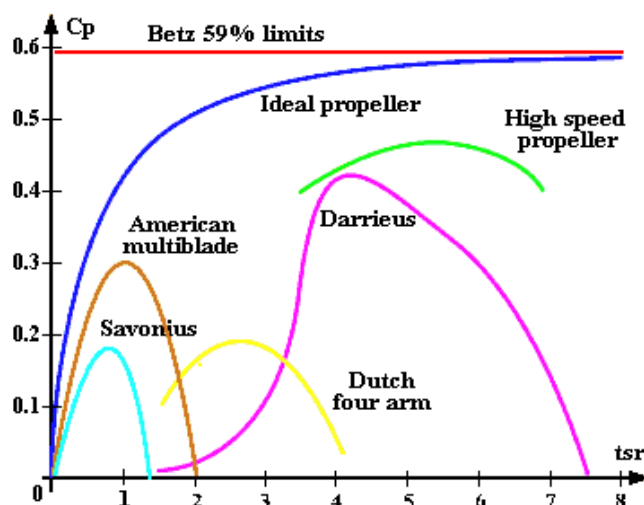


FIG. 1.2 – Rendement des divers modèles d'éoliennes en fonction de la vitesse réduite

l'éolienne de 4MW de Cap Chat (Canada) illustrent cet aspect. Des solutions peuvent être apportées par l'électronique de puissance qui permet le contrôle en temps réel de la charge électrique afin d'optimiser le prélèvement ([84], [71]) mais aussi de réduire les contraintes mécaniques. Pourtant à ce jour, la mise au point de ces procédés, sur lequel travaille la communauté du génie électrique, repose sur des modèles de comportement quasi-statique de la voilure. La prise en compte de son comportement dynamique permettrait de proposer d'autres stratégies plus performantes de gestion de l'énergie en temps réel.

La modélisation aérodynamique des éoliennes caractérisées par un nombre de Reynolds global de l'ordre de 10^6 peut être abordée par différentes méthodes (Paraschivoiu 2002). On peut considérer les lois de conservation dans un ou plusieurs tubes de courant (Templin, Strickland, Paraschivoiu) pour prédire les efforts aérodynamiques au cours du cycle de rotation en considérant généralement les polaires statiques des profils. Théoriquement, cette hypothèse quasi-statique ne devient justifiée que lorsque la fréquence réduite est faible c'est à dire lorsque l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement $T_f = L/U_{inf}$ devient négligeable par rapport à l'échelle de temps caractéristique du mouvement du profil $T_s = 1/f_s$: où f_s est la fréquence caractéristique du mouvement de la structure. Cette hypothèse n'est pas respectée dans la plage de variation de λ pour les éoliennes Darrieus. On a donc recours à des modèles de comportement des effets dynamiques pour extrapoler les polaires statiques. Ils se sont enrichis au cours des années de la compréhension physique du phénomène de décrochage dynamique ([59]). D'un usage relativement simple, les méthodes ont été utilisées pour mettre en place une première boucle d'optimisation de forme d'un profil de pale d'éolienne Darrieus ([17]) en négligeant dans un premier temps le décrochage dynamique. Sur la base de cette modélisation, nous avons pu montrer que le profil NACA0015 généralement utilisé n'est pas le plus performant en terme de rendement maximum. Toutefois cette modélisation n'est pas suffisante pour intégrer dans l'optimisation des critères de fatigue des matériaux, la tenue mécanique étant principalement pilotée par l'instantanéité des charges aérodynamiques. Les méthodes basées sur la théorie de fluide parfait et la distribution locale de circulation (surfaces

portantes, méthodes vortex) sont très robustes et efficaces mais nécessitent un calage par rapport à des données expérimentales et ne peuvent pas prendre entièrement en compte les effets du décrochage dynamique. Leur utilisation dans le domaine de l'éolien vient d'un transfert de compétence du domaine de l'aérodynamique des rotors d'hélicoptères pour lequel elles sont très efficaces ([61]). Alors que la taille des machines augmente, de nouveaux problèmes d'interaction fluide-structure apparaissent. Les effets dynamiques du décrochage y jouent un rôle essentiel. On peut considérer que le domaine de la CFD en 2D et 3D devient incontournable pour franchir des sauts technologiques dans la conception des voilures en donnant une information détaillée de la physique des phénomènes. Cette approche est suffisamment mature pour calculer aujourd'hui l'écoulement autour d'une voile éolienne complète. Ceci a été réalisé pour les éoliennes à axe horizontal dans le cadre du projet européen VISCEL ([29]) avec pour objectif de mieux comprendre et prédire les interactions aéroélastiques ([30]) responsable d'une altération prématurée des pales. Malgré des résultats encourageants, il est clairement fait état de l'incapacité de tous les modèles de turbulence implantés dans les cinq codes de calcul évalués par le consortium à prédire correctement les courbes de puissance des éoliennes régulées au décrochage en régime de décrochage. Pour les éoliennes Darrieus, la mauvaise description du décrochage dynamique a également été mise en évidence ([3]). La trop grande dissipation des modèles de fermeture statistique en un point (les plus couramment utilisés) a également été identifiée dans le groupe EMT2 ([39]). Ainsi l'espoir d'une meilleure représentativité de la physique attendue par résolution du modèle de Navier-Stokes, pour ne pas faire appel à des modèles de décrochage dynamique plus empirique, est souvent déçu.

Il est désormais bien établi que l'utilisation de modèles conventionnels, calés sur des situations académiques, pose des problèmes de fiabilité pour décrire les écoulements alternativement attachés puis massivement décollés qui caractérisent les profils de pales d'une éolienne Darrieus au cours de son cycle de rotation. L'équipe EMT2 de l'IMFT participe aux avancées dans le domaine modélisation de la turbulence, en particulier pour des applications à l'aérodynamique fortement instationnaire. Les méthodes proposées basées sur l'approche OES (Organized Eddy Simulation) présentée au chapitre 2 ont été reconnues très efficaces pour prédire l'écoulement autour de profil portant, massivement décollés, à grand nombre de Reynolds, ([24]), ([50]). Dans le prolongement de ces études, cette thèse veut apporter une contribution pour lever les verrous qui limitent encore la représentativité des modèles des profils en rotation. Bien qu'initiée dans le cadre d'une application aux petites éoliennes pour des usages très spécifiques, elle se focalise sur les phénomènes physiques de bases qui sont de véritables challenges de modélisation et que l'on retrouve dans un grand nombre d'applications industrielles.

Chapitre 2

Modélisation des écoulements turbulents décollés instationnaires

2.1 Approches de modélisation

La modélisation *RANS* pour 'Reynolds Averaged Navier Stokes' utilise la décomposition des variables décrivant le mouvement (vitesse et pression dans le cas d'un écoulement incompressible) en leur moyenne statistique et la fluctuation autour de cette moyenne. Dans une première approche, le mouvement moyen est considéré stationnaire et la totalité du mouvement fluctuant est considéré aléatoire. Le moyennage des équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement associé à cette décomposition conduit à un système d'équations pour le mouvement moyen dans lequel apparaissent des termes inconnus : les corrélations doubles des vitesses fluctuantes qui sont les composantes du tenseur des contraintes turbulentes ou tenseur de Reynolds. La résolution de ce système nécessite des lois de fermeture modélisant ces termes. Parmi les modèles les plus répandus, on distingue les modèles au premier ordre qui relient algébriquement le tenseur de Reynolds au mouvement moyen, et les modèles au second ordre qui utilisent les équations de transport de ces contraintes dans lesquelles les termes inconnus sont modélisés. Les corrélations doubles des vitesses fluctuantes jouant le rôle de contraintes, les modèles au premier ordre les plus répandus sont les modèles linéaires qui utilisent une hypothèse de fermeture Newtonienne basée sur une analogie avec la loi de comportement de fluide Newtonien. Le tenseur des contraintes turbulentes est dans ce cas relié linéairement au tenseur des taux de déformation moyenne, via une viscosité turbulente qui est déterminée à partir d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueur turbulentes. Une classe intermédiaire de modèles de turbulence consiste à adopter des lois constitutives non-linéaires reliant le tenseur de Reynolds au tenseur de déformation et de rotation du mouvement moyen. Ces lois constitutives peuvent découler de concepts rhéologiques par analogie à des fluides viscoélastiques, ([92]) ou bien de dégénérescence des équations de transport des tensions de Reynolds vers des équations de transport algébriques, (approche Explicit Algebraic Stress Modelling, EARSIM, ([97])). Cette classe intermédiaire vise à restituer le caractère anisotrope du tenseur turbulent notamment dans les régions proches paroi, alors que les modèles linéaires de par la loi Boussinesq rendent le comportement des tensions normales isotrope.

La présence des instationnarités et de structures organisées dans les écoulements turbulents conduit à ne plus considérer l'ensemble du mouvement fluctuant comme aléatoire, et ainsi à adopter des approches instationnaires. La première approche **URANS** pour 'Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes', et la plus largement utilisée, consiste à ne plus considérer le mouvement moyen stationnaire et à appliquer les mêmes schémas de fermeture qu'en modélisation RANS pour la modélisation des contraintes turbulentes. Les équations du mouvement moyen sont les mêmes que les équations RANS, au terme temporel près. Cette approche conduit bien souvent, notamment dans le cas d'écoulements décollés, à de faibles prédictions, du fait du manque d'adaptation des échelles de vitesse et de longueur du mouvement turbulent utilisées dans ces modèles, quant aux aspects de non-équilibre statistique induit par les instationnarités, (voir par exemple l'ouvrage de synthèse par [46], issu du programme européen UNSI, "Unsteady viscous methods in the context of fluid-structure interaction", en aérodynamique).

Une approche différente consiste à décomposer le mouvement selon les échelles des fluctuations. Ainsi, les grandes échelles de l'écoulement sont calculées explicitement et les petites échelles du mouvement sont à modéliser. Cette approche **LES** pour 'Large Eddy Simulation' consiste ainsi à décomposer les variables décrivant le mouvement au moyen d'un filtre spatial (en général, un filtre gaussien). En ce qui concerne l'approche LES, le lecteur peut se référer à l'article de synthèse par [67]. Du point de vue numérique, l'échelle de coupure en LES est fixée par la taille de la maille. Les équations filtrées par cet opérateur font apparaître des termes inconnus qui sont les contraintes de Leonard et les contraintes de Reynolds de sous-maille qui sont à modéliser. Sur le plan spectral, l'approche LES consiste en une séparation du spectre en deux parties, la première (turbulence résolue) regroupant l'ensemble de structures, organisées ou aléatoires, dont la taille est supérieure à la limite fixée par la coupure du filtre (voir figure schématique) et la seconde partie (turbulence à modéliser) regroupant les grands nombres d'ondes (petites structures) au delà de la coupure. L'approche LES de par sa définition est intrinsèquement tridimensionnelle. Elle diffère des précédentes en ce sens que la solution d'un calcul LES représente une réalisation de l'écoulement. Pour un écoulement aléatoire, cette approche doit ainsi être couplée avec une moyenne d'ensemble a posteriori et donc nécessite soit l'hypothèse d'ergodicité (quand elle est valable) soit le calcul de plusieurs réalisations afin d'accéder aux propriétés statistiques. La partie à modéliser utilise également des concepts analogues à la viscosité turbulente associés à des fonctions de structure spécifiques et concerne la partie du spectre turbulent gouvernée par des propriétés de turbulence homogène et isotrope. De ces faits, en présence de parois solides, l'approche LES pure (c'est à dire non-couplée avec des modèles statistiques) doit tendre vers une simulation numérique directe (DNS) dans la région proche - paroi et ceci rend l'approche LES très onéreuse pour la prédiction des écoulements instationnaires turbulents *en grand nombre de Reynolds* en présence de parois solides. Ainsi cette approche ne répond pas encore suffisamment aux sollicitations d'aérodynamique industrielle, (voir ouvrage de synthèse issu du programme européen LESFOIL, [35]) Pour ces raisons, l'approche LES est récemment couplée avec des approches RANS près de la paroi solide. Cette association a conduit à des approches de macrosimulation hybrides, comme explicité à la fin de ce paragraphe.

Il convient de mentionner que lors de l'approche LES pure, la distinction des structures à calculer directement par rapport aux structures à modéliser est faite selon un critère basé sur la taille de celles-ci et non pas sur leur caractère physique, organisé ou aléatoire.

Une autre approche visant une modélisation statistique avancée s'affranchissant de problèmes de limitation en Reynolds dans les régions proches paroi est apparue dès la fin des années '70 et a connu une évolution intéressante dans la période des années '80 jusqu'actuellement. Cette approche est issue de premiers travaux expérimentaux tentant de quantifier la partie cohérente du mouvement turbulent par des mesures conditionnelles, notamment la moyenne de phase ([34]), [25], [40], [14]). A l'origine, ces méthodes sont basées sur la décomposition triple introduite par [98] qui sépare le mouvement en une composante moyenne, une composante fluctuante organisée et une composante fluctuante aléatoire. Cette décomposition conduisant à des équations extrêmement complexes, [25], [26] ont proposé la décomposition double qui regroupe la composante moyenne et la composante fluctuante organisée comme étant le mouvement organisé. Pour effectuer cette décomposition, un large recours est fait à la moyenne de phase, qui est alors non seulement un concept mathématique mais une quantité mesurable. En appliquant cet opérateur aux équations de Navier-Stokes, les équations moyennes obtenues sont les mêmes que les équations URANS. Cette approche a été utilisée pour la mesure et la prédiction d'écoulements oscillants autour de profils d'aile à grand nombre de Reynolds (voir travaux rapportés par [33] et [81] en ce qui concerne ces expériences physiques). En France, cette approche a été rendue connue par [45], sous le terme *approche demi-déterministe*. Une quantification des termes du mouvement organisé et d'une partie du tenseur des fluctuations d'après cette approche avait été fournie par [20], à l'aide de la simulation numérique 2D.

Cette approche implique alors le calcul du mouvement organisé (turbulence résolue) et la modélisation des effets du mouvement aléatoire. Le tenseur des contraintes turbulentes doit cependant être modélisé différemment. [21], [36], [50], [24] proposent la méthode *OES* pour '*Organised Eddy Simulation*', en remarquant du point de vue spectral que l'interaction non-linéaire entre les structures cohérentes et la turbulence aléatoire induit une modification de la pente de la partie continue du spectre des fluctuations turbulentes par rapport à la pente (-5/3) observée dans les écoulements turbulents pleinement développés en équilibre, en accord avec la théorie statistique de Kolmogorov dans la zone inertielle. Cette modification de la pente, quantifiée par les résultats de la simulation directe de [23] et par des résultats de LDV (Laser Doppler Velocimetry) autour d'un cylindre, ([37],[79]), traduit des effets de non-équilibre induits par l'interaction non-linéaire des processus organisé et aléatoire dans la région inertielle du spectre. Elle implique de reconsidérer les échelles de temps et de longueur de la turbulence pour cette approche de macrosimulation. Ces aspects ont conduit à une reconsidération des modèles de turbulence à deux équations dans le contexte OES depuis les années '95-98. A l'aide notamment de la modélisation au second ordre et des éléments précités, des échelles adaptées ont été proposées pour réduire le coefficient de diffusivité turbulente utilisé en modélisation au premier ordre, ([85], [48], [50], [49]). L'approche OES a été largement utilisée par nombre d'instituts de recherche nationaux (INRIA, ONERA) et européens dans le cadre de programmes fédérateurs en aérodynamique (programme ETMA, 'Efficient Turbulence Models for Aeronautics', pro-

grammes UNSI, FLOMANIA et DESIDER).

La figure 2.1 illustre du point de vue spectral les décompositions effectuées dans les approches LES et OES. La présence de structures cohérentes impliquent la présence d'un ou plusieurs pics sur les spectres des quantités fluctuantes. L'approche LES qui consiste en une décomposition basée sur les échelles de l'écoulement conduit à modéliser la partie haute fréquence du spectre uniquement et à calculer la partie basse fréquence, y compris sa partie aléatoire. A l'inverse, l'approche OES conduit à isoler les pics du spectre afin de calculer le mouvement cohérent leur correspondant, et ainsi de modéliser la partie continue du spectre qui correspond à tout le mouvement aléatoire, des basses jusqu'aux hautes fréquences. L'approche OES procède à un 'multiple component splitting' du spectre turbulent ([57]). Du fait de l'étendue du spectre à modéliser (partie (2)) dans tout le rang des nombres d'onde (petits et grands) elle permet d'utiliser des concepts de la modélisation statistique pour sa modélisation, moyennant la nécessité de reconsidérations précitées, à cause de la forme modifiée de ce spectre par rapport au spectre en équilibre statistique. Il s'agit donc de l'élaboration de modèles statistiques avancés.

L'approche OES diffère donc de l'approche LES sur plusieurs points. En premier lieu, la décomposition selon les critères d'échelles spatiales des quantités fluctuantes dans le cas de la LES implique que la composante calculée de l'écoulement contient une partie aléatoire. Ainsi, les quantités calculées par la LES sont, comme dans le cas d'une DNS, une réalisation d'un écoulement à chaque calcul. L'accès à des quantités statistiquement représentatives passe alors par un traitement par moyenne d'ensemble si les hypothèses d'homogénéité et d'ergodicité ne sont pas vérifiées. L'approche OES s'affranchit de ces contraintes car les équations sont écrites pour des quantités moyennes. De plus, de par sa décomposition du mouvement, dans le cas d'écoulement de paroi, l'approche LES doit tendre conceptuellement vers une DNS au voisinage de la paroi. Ce point limite ainsi cette approche à des nombres de Reynolds modérés, alors que l'approche OES, utilisant des modèles statistiques avancés est très efficace à de grands nombres de Reynolds.

Il est à noter que pour s'affranchir de ces limitations, des approches hybrides ont été proposées, telles que l'approche DES pour 'Detached Eddy Simulation', [90], [95], qui combine la LES et l'approche RANS par une sélection locale soit de l'échelle de longueur LES soit de l'échelle de longueur RANS.

Cette approche commence à être utilisée dans des applications industrielles (programme européen DESIDER, auquel participe le groupe EMT2/IMFT). Néanmoins, même dans le cadre de la DES, il a été prouvé nécessaire de reconsidérer l'échelle RANS/URANS pour les mêmes raisons du non-équilibre spectral précitées, valables également pour la région proche. L'approche DES d'origine utilise des échelles RANS issues des écoulements en équilibre et génère à cause de cela des insuffisances de prédiction proche-paroi. Egalement, l'échelle de longueur 'heuristique', de type LES utilisée dans la DES nécessite des améliorations. Les travaux consignés dans le programme européen DESIDER visent à améliorer ces aspects. Plus spécialement, les travaux du groupe de recherche EMT2/IMFT proposent la reconsidération de l'échelle URANS à l'aide de l'approche OES, dans le sens d'une approche mixte OES-DES, [49]. Des améliorations considérables ont été obtenues à l'aide de cette association pour les écoulements turbulents, fortement instationnaires et décollés, autour de configurations portantes, à hauts nombres de Reynolds.

La mise en place des approches de modélisation décrites dans cette introduction sera introduite de manière plus détaillée dans la suite de ce chapitre.

Organized Eddy Simulations approach

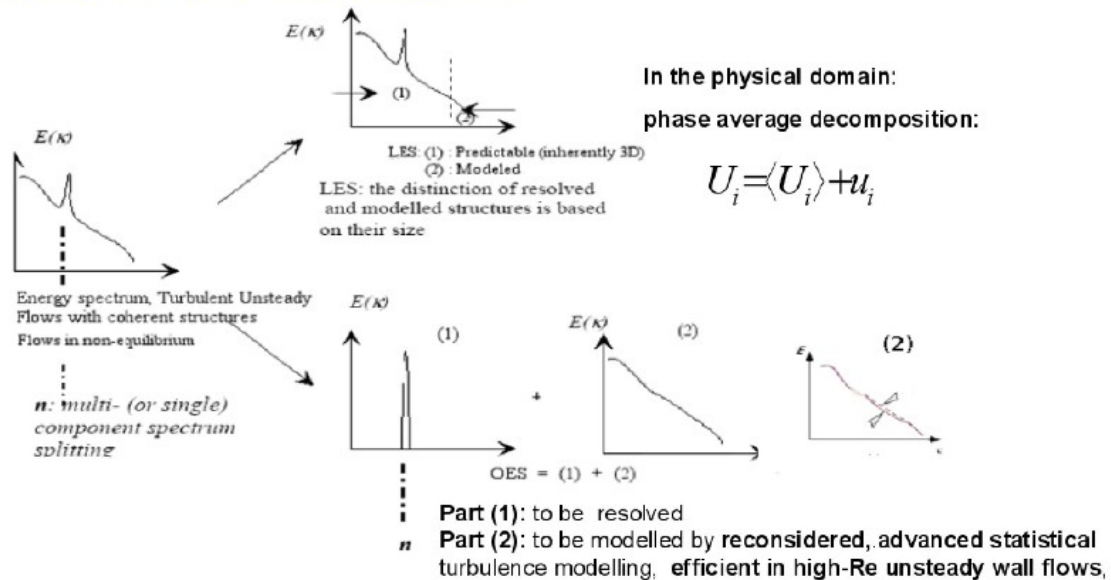


FIG. 2.1 – Schématisation du point de vue spectral de l'approche OES par rapport à l'approche LES

2.1.1 Macrosimulation des grandes échelles, LES

Comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre la LES consiste en une décomposition spectrale dans la partie des hautes fréquences correspondant aux mouvements aléatoires de la turbulence fine. La partie du spectre située en amont de cette coupure est résolue par l'opérateur instationnaire tridimensionnel des équations du mouvement et la partie en aval de la coupure est modélisée. Cette partie étant située vers les hautes fréquences, obéit aux hypothèses d'équilibre spectral d'une turbulence homogène isotrope et peut donc être modélisée à l'aide de modèles très simples. La distinction entre les structures à modéliser et les structures résolues se faisant sur la base de leur taille, un filtre passe bas de taille Δx est appliqué à l'écoulement, seules les structures plus grandes que Δx étant résolues, le reste étant modélisé.

La décomposition spectrale précitée, est présentée schématiquement dans la figure 2.1 et correspond à une décomposition des équations de Navier-Stokes en une partie représentant la moyenne filtrée et une partie fluctuante représentant les petites échelles de la turbulence. Dans un premier temps, les équation aux moyennes filtrées seront présentées pour ensuite décrire un modèle de sous maille couramment utilisé en LES.

Les équations aux moyennes filtrées

Toutes les variables de l'écoulement sont représentées comme suit :

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (2.1)$$

où $\bar{\Phi}(x, t) = \int_D G(x - x^*, \Delta) \Phi(x^*) d^3x^*$ représente le champ filtré et donc résolu de Φ contenant toutes les longueurs d'onde supérieures à la fréquence de coupure du filtre et où Φ' représente le champ de sous maille filtré que l'on modélisera par une hypothèse de viscosité de turbulence.

La fonction de filtrage utilisée est définie de telle sorte que :

$$\int_D G(x - x^*, \Delta) \Phi(x^*) d^3x^* = 1 \quad (2.2)$$

où Δ représente la plus petite échelle de turbulence non filtrée. En pratique, l'échelle du filtrage est donnée par la taille du maillage, la fonction G pouvant être un filtre Gaussien mais dans le cas général, le choix du filtre s'effectue en fonction de l'anisotropie ou de l'homogénéité de l'écoulement.

Une fois ce filtrage appliqué aux équation de de Navier-Stokes, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

où $\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j$ est le tenseur des contraintes de sous maille.

En appliquant la décomposition aux moyennes filtrées au tenseur des contraintes de sous maille, on obtient :

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (2.4)$$

où $L_{ij} = \overline{\overline{U_i U_j}} - \bar{U}_i \bar{U}_j$ est le terme de Léonard et peut être évalué directement, $C_{ij} = \overline{U_i u_j} + \overline{u_i U_j}$ est le terme des contraintes croisées de sous maille et $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$ est le terme des contraintes de Reynolds de sous maille.

Le modèle de Smagorinsky

Ce modèle fut historiquement le premier et fut introduit par J.Smagorinsky, 63. Le terme de Léonard est explicité, les contraintes croisées sont négligées et un concept de viscosité de turbulence est introduit pour modéliser les contraintes de Reynolds :

$$R_{ij} - \frac{1}{3} R_{kk} \delta_{ij} = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.5)$$

où

$$\nu_t = (C_S)^2 (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

où C_S est la constante de Smagorinsky et vaut 0.22 et Δ la largeur du filtre défini par $\Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{\frac{1}{3}}$. Par ailleurs, on a

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.7)$$

Ce modèle est le plus répandu mais a pour principal défaut de dissiper trop d'énergie. D'autres modèles de sous maille ont été développés par la suite tels que les modèles de [7], mixtes ([7]), dynamiques ([43] et [42] entre autres). Par ailleurs, dans cette étude, la LES ne sera mise en application qu'à travers les méthodes de modélisation hybrides Detached Eddy simulation et Delayed Detached Eddy Simulation. Dans ces cas de modélisation hybride, le modèle de sous maille est alors le modèle URANS utilisé dans les zones où la LES n'est pas applicable.

2.1.2 Approches statistiques URANS et OES

Ces approches évoquées plus haut utilisent un traitement statistique de la turbulence à priori menant à une résolution des équations de Navier-Stokes moyennées :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (2.8)$$

où \overline{U}_i représente une grandeur moyennée et u_i une grandeur fluctuante.

Les différentes approches diffèrent alors selon la séparation des variables effectuée. D'après [98], on peut séparer les variables en trois composantes telles que :

$$U_i = \overline{U}_i + \tilde{U}_i + \tilde{u}_i \quad (2.9)$$

où \overline{U}_i représente la composante moyenne de l'écoulement, \tilde{U}_i représente la fluctuation périodique et \tilde{u}_i la fluctuation aléatoire. Les approches de modélisation différeront alors selon que l'on utilise une moyenne d'ensemble (URANS) ou une moyenne de phase (OES).

Les approches URANS classiques

L'approche URANS consiste en une séparation de la moyenne statistique de l'ensemble des fluctuations, chaotiques comme organisées telle que : $U_i = \overline{U}_i + u'_i$ où u'_i regroupe les fluctuations périodiques et aléatoires.

Les approches URANS ont pour principal avantage d'être relativement peu coûteuses en terme de temps de calcul et de produire de bons résultats dans le cadre d'écoulement stationnaires à haut nombre de Reynolds. Cependant, dans le contexte d'écoulements instationnaires décollés, l'approche URANS est incapable de fournir des résultats adéquats du fait entre autres d'une trop grande dissipation menant d'une part à une sous évaluation non seulement des structures organisées mais également du décollement.

Cette classe d'écoulement nécessite l'utilisation de méthodes statistiques avancées de manière à obtenir une meilleure prédiction entre autres des structures organisées de l'écoulement.

Les approches URANS avancées, OES

Les approches statistiques avancées telles qu'OES, ([24]) utilisent une séparation de variables différente de celle utilisée dans URANS. En effet la partie cohérente des fluctuations n'est plus modélisée mais simulée menant à une décomposition en moyenne de phase $U_i = \langle U_i \rangle + \tilde{u}_i$ où $\langle U_i \rangle$ regroupe la moyenne d'ensemble \overline{U}_i et les fluctuations cohérentes \tilde{U}_i ([?]), comme explicité dans la suite.

La moyenne de phase

Il existe plusieurs moyennes permettant de décrire un écoulement. Dans un écoulement stationnaire, la méthode utilisée est de calculer la moyenne temporelle, à laquelle vient s'ajouter une partie fluctuante. Pour un écoulement instationnaire, on peut choisir plusieurs approches pour la moyenne de l'écoulement.

Du point de vue spectral, les structures turbulentes cohérentes dans l'écoulement créent des longueurs d'ondes proéminentes, représentées par des pics.

Dans le cas d'une turbulence pleinement développée, comme dans un sillage lointain ou une turbulence de grille, l'écoulement respecte alors la loi de Kolmogorov qui dit qu'à grand nombre d'onde, $E(k, t) \sim k^{-\frac{5}{3}}$. Cette décroissance représente le transfert d'énergie des grosses vers les petites structures. Cependant, en cas de présence de structures cohérentes, les pics qui apparaissent vont modifier la pente de décroissance, qui ne suit plus alors cette loi. Si F est une des variables de l'écoulement, une des décompositions possibles présentée par Reynolds et Hussain dans [98] est :

$$F(x_k, t) = \bar{F}(x_k) + \tilde{F}(x_k, t) + f(x_k, t). \quad (2.10)$$

\bar{F} représente alors la partie moyennée dans le temps de l'écoulement, \tilde{F} est relative aux évolutions périodiques dues aux structures cohérentes, et f est la partie chaotique de l'écoulement.

Cependant, une telle décomposition de l'écoulement conduit à une formulation très complexe des équations de Navier-Stokes. Ceci nous rend très difficile la modélisation de la turbulence. Il faut donc avoir recours à d'autres formulations plus simples. La décomposition utilisée sera donc pour une variable F une moyenne de phase $\langle F \rangle$ et une partie fluctuante f :

$$F(x_k, t) = \langle F(x_k, t) \rangle + f(x_k, t), \quad (2.11)$$

et on a alors par rapport à la décomposition décrite précédemment.

$$\langle F(x_k, t) \rangle = \bar{F}(x_k) + \tilde{F}(x_k, t), \quad (2.12)$$

$$f(x_k, t) = f(x_k, t). \quad (2.13)$$

De plus, ces variables possèdent les propriétés suivantes :

$$\langle \langle F(x_k, t) \rangle \rangle = \langle F(x_k, t) \rangle, \quad (2.14)$$

$$\langle f(x_k, t) \rangle = 0. \quad (2.15)$$

Cette décomposition transforme les équations de Navier-Stokes de la manière suivante :

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_i \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\langle \rho \rangle} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle U_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\langle \tau_{ij} \rangle}{\partial x_j}, \quad (2.17)$$

avec :

$$\langle \tau_{ij} \rangle = \langle u_i u_j \rangle. \quad (2.18)$$

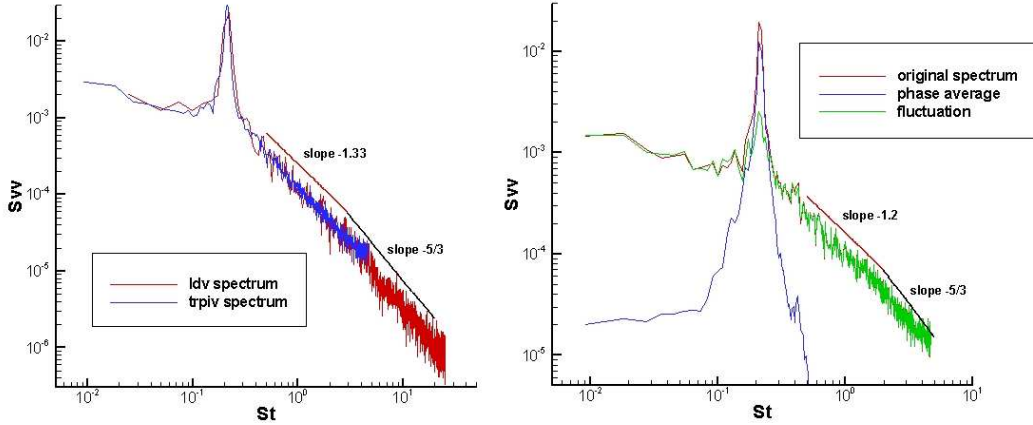


FIG. 2.2 – Spectre des vitesses obtenu dans le sillage d’un cylindre à Reynolds 140000. Résultats expérimentaux provenant de mesures PIV [79] et LDV [37]

Cette approche a donc l’intérêt d’avoir des équations moyennées analogues à celles de Reynolds. On sépare alors le spectre énergétique des fluctuations en une partie cohérente qui sera simulée et une partie chaotique qui sera modélisée. Cependant, la figure 2.2 montre dans le spectre des fluctuations chaotiques une modification de la pente dans la partie inertielle par rapport au spectre de la turbulence en équilibre. Cette modification de la pente qui n’est alors plus égale à $-5/3$ est due à une interaction entre les fluctuations chaotiques et organisées et nécessite une réévaluation des échelles de temps et de longueur des modèles de fermetures statistiques, reconsidérés dans le contexte d’OES. Cette réévaluation sera exposée plus tard dans ce manuscrit.

2.1.3 Approches Hybrides

La LES que nous avons succinctement décrite plus haut a pour principal avantage de produire des résultats de grande qualité dans les zones décollées de l’écoulement mais cependant à un prix prohibitif compte tenu de la finesse de maillage requise en proche paroi. De cette considération sont nées les méthodes hybrides dont nous présentons ici deux approches qui ont été mises en place dans cette étude, la DES et la Delayed DES.

Detached Eddy Simulation

La DES peut être définie comme une simulation hybride tridimensionnelle instationnaire utilisant un seul modèle de turbulence fonctionnant comme modèle de sous maille dans les régions où la densité du maillage est suffisante pour la simulation aux grandes échelles et comme modèle statistique dans les régions où la densité est insuffisante pour la simulation aux grandes échelles.

Le “mode LES” prévaut dans les zones où l’espacement entre chaque noeud du maillage est plus petit que la longueur caractéristique de la turbulence. Le modèle est sensible à la densité du maillage et s’ajuste automatiquement à l’écoulement en diminuant la dissipation introduite par le “mode RANS” de manière à autoriser la cascade énergétique

à s'étendre à des longueurs caractéristiques proches de la finesse du maillage. Dans les autres régions, principalement dans les couches limites, le modèle est en "mode RANS" et utilise une échelle de longueur du modèle statistique comme longueur caractéristique. Il est notable que l'approche DES utilise pour les deux régions le même système d'équations de modélisation statistique avec comme différence le choix de l'échelle de longueur de la turbulence qui s'effectue dans chaque volume de contrôle du maillage.

La version de la DES présentée ici fut introduite par [90], désignée par DES97 et est basée sur le modèle de turbulence Spalart-Allmaras présenté plus bas. Dans ce modèle, la distance à la paroi la plus proche d est utilisée comme échelle de longueur. La modification pour la DES consiste à substituer \tilde{d} à d , cette nouvelle échelle de longueur étant dépendante de l'espacement de noeuds du maillage :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (2.19)$$

où Δ est basé sur la plus grande longueur de la maille considérée :

$$\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \quad (2.20)$$

C_{DES} est une constante empirique calibrée ici à 0.65 à l'aide de la turbulence homogène isotrope.

La DES est une réponse à deux considérations dans le traitement de la turbulence instationnaire à haut nombre de Reynolds. La première est le coût d'une LES dans la totalité de la couche limite qui excède pour le moment les capacités de calcul sur des configurations complexes. Pour ces configurations, la modélisation RANS dans la couche limite est actuellement la seule solution viable.

La seconde est le manque de précision des modélisations URANS pour des écoulements instationnaires fortement décollés pour lesquels la LES fournit de très bon résultats. Pour ces écoulements, la DES apparaît comme une réponse appropriée permettant en outre de se passer d'une interface "artificielle" entre les zones URANS et les zones LES, la transition en ces deux modes se faisant sur des considérations physiques.

Un défaut majeur de la DES97 utilisant le modèle Spalart-Allmaras est que la transition entre la zone URANS et la zone LES ne se fait que sur des considérations géométriques (la taille des mailles et la distance à la plus proche paroi) et nullement sur des considérations physiques. L'utilisation d'un modèle à deux équations en lieu et place du modèle Spalart-Allmaras permet de résoudre ce problème. L'échelle de longueur URANS devient alors $\tilde{d} = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ ce qui donne dans le cas d'un modèle $k - \omega$ $\tilde{d} = \frac{\sqrt{k}}{\omega\beta}$. Le terme de dissipation de l'équation de transport de ω est alors modifié en

$$D = \rho \frac{k^{3/2}}{\min\left(\frac{\sqrt{k}}{\omega\beta}, C_{DES}\Delta\right)}$$

en lieu et place de

$$D = \rho k \omega \beta$$

dans le modèle originel. L'utilisation d'un modèle à deux équations autorise alors une transition entre les zones URANS et LES là où l'écoulement le nécessite réellement et

pas seulement en proche paroi, autorisant les zones RANS à suivre par exemple un lâcher tourbillonnaire dans le cadre d'un écoulement instationnaire.

Enfin, l'utilisation d'un modèle à deux équations dans le cadre d'une modélisation hybride autorise l'emploi d'une approche OES dans la zone résolue à l'aide d'un modèle statistique. En effet, l'échelle de longueur statistique est modifiée à partir de la modélisation OES. Dans ce contexte, l'échelle de longueur \tilde{d} devient : $\tilde{d} = \frac{\sqrt{k}}{\omega C_{\mu OES}}$ lorsqu'appliquée à l'aide d'un modèle $k - \omega$ modifié pour OES, ([38]).

Delayed Detached Eddy Simulation

Bien que prometteuse, la DES n'est pas complètement exempte de défauts. L'un des plus importants est la séparation induite qui peut se produire lors de l'utilisation de certains types de maillages. Lors de l'utilisation de la DES, [91] décrit 3 types de maillage. Les maillages de type 1, sont caricaturalement des maillages initialement construits pour des calculs URANS. Lors de ces calculs, les zones proches paroi sont modélisées en utilisant l'échelle de longueur URANS et les zones plus éloignées ainsi que les zones décollées sont modélisées en utilisant l'échelle de longueur LES. C'est ici l'utilisation naturelle de la DES qui a fourni d'excellents résultats dans beaucoup de configurations complexes (Flo-mania, DESider). L'autre cas extrême est les maillages de type 3. Ce sont des maillages initialement construits pour la LES. Ces maillages ont une finesse proche paroi très proche de celle que l'on utiliserait pour une DNS et dans ce cas, le modèle fonctionne comme un modèle de sous maille jusque dans la couche limite et comme modèle RANS en très proche paroi. Cette utilisation de la DES correspond à un type de WMLES (Wall Modelled LES) qui fut utilisé dans les années 70 puis abandonné avec la progression des moyens de calcul et enfin réintroduit alors que la demande pour des calculs sur des géométries complexes à hauts nombres de Reynolds augmentait. Cette utilisation de la DES bien qu'imparfaite a le mérite d'être robuste, peu sensible aux variations du nombre de Reynolds et aux variations de densité de maillage.

Les maillages les plus ambigus sont les maillages de type 2, intermédiaires entre les maillages de type 1 et 3. Pour ce maillage, la transition entre la zone LES et la zone RANS apparaît dans la zone supérieure de la couche limite. La partie modélisée du tenseur de Reynolds est alors réduite par le modèle, sans que la partie LES soit capable de contrebalancer cette réduction efficacement. Le risque est alors l'apparition d'un décollement non pas dû à des considérations physiques mais à une transition entre LES et URANS placée au mauvais endroit.

Ce type de maillage peut souvent être utilisé lors d'une recherche de convergence en maillage, après un raffinement excessif en partant d'un maillage de type 1 ; lors de calculs sur un profil d'aile en incidence, un maillage de type 1 pour une incidence pouvant parfaitement devenir un maillage de type 2 sur une autre incidence ou encore lors de l'utilisation d'un maillage initialement construit pour la LES à un nombre de Reynolds donné à un nombre de Reynolds supérieur.

La formulation de la DDES s'inspire des travaux de [70] qui utilisent les fonctions de mélange F_1 et F_2 du modèle SST présenté plus bas pour "protéger" la couche limite d'une transition précoce du mode RANS vers le mode LES et pour retarder cette transition. La DDES consiste en une évolution de la DES97, introduisant une modification du paramètre

r du modèle Spalart-Allmaras utilisé :

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right)^2 \kappa^2 d^2}} \quad (2.21)$$

où ν_t est la viscosité de turbulence, ν la viscosité, \mathcal{K} la constante de Karman et d la distance à la plus proche paroi. La modification de ce paramètre par rapport au modèle de Spalart-Allmaras originel consiste en l'introduction de ν au numérateur de manière à s'assurer que r_d reste différent de 0 dans les zones proche paroi.

La quantité r_d est alors utilisée dans la fonction :

$$f_d = 1 - \tanh([8r_d]^3) \quad (2.22)$$

construite de façon à valoir 1 dans les zones LES ou $r_d \ll 1$ et 0 ailleurs. Cette fonction est assez proche de la fonction $(1 - F_2)$ du modèle SST.

Enfin, l'échelle de longueur du modèle Spalart-Allmaras est redéfinie telle que :

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{DES} \Delta) \quad (2.23)$$

$f_d = 0$ donne $\tilde{d} = d$ et implique une simulation RANS alors que $f_d = 1$ donne $\tilde{d} = \min(d, C_{DES} \Delta)$ correspondant au choix de l'échelle de longueur de la DES97.

Cette modification de l'échelle de longueur du modèle permet alors de retarder la transition vers la modélisation LES dans le cas d'un calcul utilisant un maillage de type 2 et de garantir quelque soit le maillage utilisé que cette transition se fera à l'extérieur de la couche limite. La DDES est de fait moins sensible au maillage utilisé que la DES97.

Pour conclure, il convient d'ajouter que les modifications de la DES en DDES sont empiriques et qu'il conviendrait mieux de considérer cette approche de modélisation comme l'ajout d'un limiteur à la DES permettant de palier l'un de ses défauts et de la rendre plus universelle que comme un concept de modélisation à part entière

2.2 Modèles de fermeture des approches statistiques

2.2.1 Modèles de fermeture au second ordre

La modélisation au second ordre consiste en une utilisation d'équations de transports sur les corrélations doubles $\overline{u_i u_j}$. On obtient alors le système suivant :

$$\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = P_{ij} + D_{ij} + D_{ij}^p + D_{ij}^\nu + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij}, \quad (2.24)$$

avec :

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right), \quad (2.25)$$

$$D_{ij} = - \frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k}, \quad (2.26)$$

$$D_{ij}^p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{pu_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{pu_j}}{\partial x_i} \right), \quad (2.27)$$

$$D_{ij}^\nu = \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k^2}, \quad (2.28)$$

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.29)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right). \quad (2.30)$$

On obtient alors six équations supplémentaires laissant apparaître des termes de corrélation triple $\overline{u_i u_j u_k}$ et des termes de corrélation vitesse-pression $\overline{pu_j}$ qu'il conviendra de modéliser. Cette classe de modélisation est intéressante car elle permet de s'affranchir de lois constitutives sur la turbulence et du concept de viscosité turbulente, qui linéarise le tenseur turbulent, car le résultat de la modélisation à travers un concept de viscosité turbulente transforme l'apport non-linéaire des termes dus aux tensions de Reynolds en processus diffusif au second membre des équations de transport. Néanmoins, l'absence de terme diffusif renforcé rend les équations du modèle au second-ordre plus instables. Récemment, l'industrie aéronautique a commencé à s'intéresser à l'emploi de cette classe de modélisation, grâce à sa validité plus universelle d'un écoulement à l'autre. De plus, les équations au second ordre sont utilisables au sein de la modélisation ARSM, afin de produire des relations constitutives de type algébrique pour les tensions de Reynolds et aboutir à des modèles plus robustes mais qui restituent une bonne partie de la physique de l'écoulement.

2.2.2 Modèles de fermeture au premier ordre à deux équations de transport

Les modèles de fermeture du premier ordre sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq reliant linéairement le tenseur de Reynolds au champ moyen des vitesses, hypothèse par la suite formulée par Prandtl sous la forme suivante :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}. \quad (2.31)$$

Où ν_t représente la viscosité de turbulence.

Les modèles à deux équations reposent sur le transport de l'énergie cinétique de turbulence k et sur le transport de la dissipation de la turbulence ε ou d'une grandeur contenant la dissipation de la turbulence. En ce qui concerne les écoulements pariétaux, il est très important de modéliser correctement l'atténuation de la turbulence (damping) lorsqu'on s'approche de la paroi solide. Les approches d'amortissement de la turbulence sont basées sur des développements asymptotiques des grandeurs turbulentes dans la région proche paroi. Une description détaillée d'un ensemble de modèles dits "à bas Reynolds" est fournie par [78]. Les modèles de fermeture présentés dans cette section sont ceux utilisés dans la présente étude sur la base d'études antérieures au sein du groupe EMT2, [53], [89], [85], [48] : le modèle $k - \epsilon$ Chien ([31]), le modèle $k - \epsilon$ Chien modifié dans le contexte OES([24]), les modèles $k - \omega$ Baseline et SST ([69])

Les modèles $k - \omega$ Baseline et $k - \omega$ Baseline SST

Ces deux modèles dérivent du modèle $k - \omega$ de Wilcox ([99]) qui transporte $\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k}$ et est homogène à la fréquence caractéristique de la turbulence, de manière à palier le manque de robustesse des modèles $k - \epsilon$ en présence d'une paroi solide.

$$\frac{Dk}{Dt} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_{k1} \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.32)$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \gamma_1 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_{\omega 1} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \quad (2.33)$$

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (2.34)$$

Formulation Baseline : Le principal défaut de ce modèle est une très grande sensibilité aux conditions “free stream”. De fait, [69] se propose d'utiliser le modèle $k - \epsilon$ classique qui a prouvé dans de nombreuses études son indépendance à ces conditions “free stream” dans les zones extérieures aux couches limites et d'utiliser le modèle $k - \omega$ Wilcox en zone proche paroi de manière à bénéficier de sa robustesse.

Le modèle $k - \epsilon$ est alors réécrit en formulation $k - \omega$ comme suit :

$$\frac{Dk}{Dt} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_{k2} \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\omega}{Dt} = \gamma \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_{\omega 2} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \\ + 2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Il convient de noter que cette modification consiste essentiellement en un ajout d'un terme de diffusion croisée et une modification des constantes du modèle. Le modèle original est alors multiplié par une fonction F_1 et le modèle transformé par une fonction $(1 - F_1)$ et les deux modèles sont additionnés l'un à l'autre donnant le modèle $k - \omega$ Baseline :

$$\frac{Dk}{Dt} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\omega}{Dt} = \gamma \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \\ + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Chaque constante ϕ du modèle est calculée telle que : $\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$ où ϕ_1 est une constante du modèle $k - \omega$ et ϕ_2 une constante du modèle $k - \epsilon$ modifié. Les constantes des deux modèles sont décrites ci dessous :

Set de constantes 1 (Wilcox) : $\sigma_{k1} = 0.5, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41, \gamma_1 = \beta_1/\beta^* - \sigma_{\omega 1}\kappa^2/\sqrt{\beta^*}$

Set de constantes 2 ($k - \epsilon$ classique) : $\sigma_{k2} = 0.1, \sigma_{\omega 2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41, \gamma_2 = \beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega 2}\kappa^2/\sqrt{\beta^*}$

La fonction F_1 est définie telle que :

$$F_1 = \tanh \left(\arg_1^4 \right) \quad (2.39)$$

Où la fonction \arg_1 est définie telle que $\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{w2} k}{CD_{kw} y^2} \right] \right\}$ où CD_{kw} est un limiteur inférieur sur le terme de diffusion croisée introduit dans le modèle $k - \epsilon$ modifié.

Formulation Baseline-SST : Comme cela sera évoqué dans la section suivante sur l'approche O.E.S, en présence d'une couche limite avec gradient de pression adverse, l'hypothèse d'égalité entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente n'est plus valide et cette hypothèse conduit à une surestimation de la viscosité de turbulence de la part des modèles classiques.

Menter se propose de remédier à ce problème en introduisant des limiteurs de viscosité de turbulence en présence d'un gradient de pression adverse. L'hypothèse de Bradshaw est que dans une couche limite, les tensions de Reynolds sont proportionnelles à k :

$$\overline{u_i u_j} = \rho a_1 k \quad (2.40)$$

où a_1 est une constante. Par ailleurs, dans les modèles de turbulence du premier ordre, l'hypothèse de Boussinesq nous donne :

$$\overline{u_i u_j} = \nu_t S_{ij} \quad (2.41)$$

Cette hypothèse peut être réécrite comme montré par Menter :

$$\overline{u_i u_j} = \sqrt{\frac{\text{Production}_k}{\text{Dissipation}_k}} a_1 k \quad (2.42)$$

en présence d'un gradient de pression adverse dans une couche limite, la production peut devenir bien supérieure à la dissipation comme montré par (Driver,91) et le tenseur de Reynolds est alors surestimé. Dans ce cas de figure, il conviendrait de redéfinir la viscosité de turbulence telle que :

$$\nu_t = \frac{a_1}{S_{ij}} \quad (2.43)$$

Bien entendu, cette formulation n'est pas désirable pour l'ensemble de l'écoulement modélisé et Menter propose cette expression :

$$\nu_t = \frac{a_1}{\max(a_1 \omega, S_{ij})} \quad (2.44)$$

qui garantit la sélection de l'expression appropriée pour la viscosité de turbulence.

De manière à limiter les modifications SST aux écoulements proche paroi et garantir des

résultats corrects sur une zone de mélange, une fonction de mélange F_2 est introduite dans l'expression 2.44 qui ainsi devient :

$$\nu_t = \frac{a_1}{\max(a_1\omega, S_{ij}F_2)} \quad (2.45)$$

où F_2 est définie telle que :

$$F_2 = \tanh(arg_2^2) \quad (2.46)$$

où $arg_2 = \max\left(2\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)$. Les constantes du modèles SST sont définies telles que : . Set de constantes 1 (SST-inner) : $\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega1} = 0.5, \beta_{\omega1} = 0.075, a_1 = 0.31, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41, \gamma_1 = \beta_1/\beta^* - \sigma_{\omega1}\kappa^2/\sqrt{\beta^*}$.

Set de constantes 2 ($k - \epsilon$ classique) : $\sigma_{k2} = 0.1, \sigma_{\omega2} = 0.856, \beta_{\omega2} = 0.0828, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41, \gamma_2 = \beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega2}\kappa^2/\sqrt{\beta^*}$.

On note enfin que par rapport à la version Baseline, le set de constantes 2 reste inchangé, les modifications du SST ne s'effectuant qu'en proche paroi.

Le modèle $k - \epsilon$ Chien

Ce modèle a une structure identique au modèle proposé par [102] :

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\nu_t \frac{\partial k}{\partial x_j}) + \nu_t(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j})^2 - \epsilon \quad (2.47)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\frac{\nu_t}{\sigma} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}) + C_1 \frac{\epsilon}{k} \nu_t(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j})^2 - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.48)$$

La viscosité de turbulence est donnée par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.49)$$

avec $C_\mu = 0.09, C_1 = 1.35, C_2 = 1.8$ et $\sigma = 1.3$.

Les valeurs de C_1 et C_2 utilisées ici diffèrent de celles utilisées originellement par [102], respectivement 1.55 et 2.0.

Le modèle diffère dans le sens où Chien a utilisé la méthode des développements limités en série de Taylor pour étudier de manière systématique le comportement des contraintes turbulentes, de l'énergie cinétique et du taux de dissipation près de la paroi. Il en résulte une nouvelle forme du modèle $k - \epsilon$.

Les quantités k et ϵ sont respectivement l'énergie cinétique de la turbulence et la dissipation isotrope (pseudo-dissipation) :

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}} \quad (2.50)$$

qui n'est pas le taux de dissipation réel :

$$D = \nu \overline{S_{ij} S_{ij}} \quad (2.51)$$

$$\text{où } S_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i}$$

En raison de la condition de non glissement à la paroi et de l'équation de continuité pour les fluides incompressibles, on obtient :

$$k \sim y^2 \quad (2.52)$$

$$\nu_t \sim y^3 \quad (2.53)$$

$$\epsilon \sim y^N \quad (2.54)$$

où N est un entier supérieur à 1.

Il est nécessaire d'ajouter un terme additionnel représentant le taux de dissipation réel à la paroi de manière à compenser le terme de diffusion moléculaire de k, cette dernière étant finie pour y=0 (équation 2.52). En substituant les développements en séries de Taylor dans l'équation 2.51, on obtient à la paroi :

$$D = \frac{2\nu k}{\epsilon} \quad (2.55)$$

Où ν représente la viscosité cinématique.

Des équations 2.52 et 2.55 on constate que D est égal à la diffusion moléculaire pour y=0. D correspond alors à la dissipation pariétale. Le terme de dissipation dans l'équation de transport de l'énergie cinétique sera alors noté $\epsilon + (\frac{2\nu k}{y^2})$. On écrit alors la forme bas Reynolds de l'équation 2.47 :

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} [(\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j}] + \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \right)^2 - \epsilon - \frac{2\nu k}{y^2} \quad (2.56)$$

Par essence, l'équation de transport de la dissipation du modèle bas Reynolds de Jones et Launder revient à choisir N=0 dans l'équation 2.54. Par conséquent, le terme de dissipation dans l'équation de transport de la dissipation à grand nombre de Reynolds, qui prend maintenant une valeur finie pour y=0, équilibre le terme de la diffusion moléculaire pariétale. De plus, la forme limite de la viscosité de turbulence comme effet limite de la viscosité donnée par les équations 2.53 et 2.49 est automatiquement satisfaite. Il apparaît enfin nécessaire d'ajouter aux équations 2.48 et 2.49 des termes empiriques pour prendre entre autres l'effet d'atténuation dû à la présence d'une paroi solide.

On obtient alors le modèle suivant :

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \right)^2 - \epsilon - \frac{2\nu k}{y^2} \quad (2.57)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma}) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \right)^2 - \frac{\epsilon}{k} \left[C_2 f_\epsilon + \frac{2\nu k e^{-C_4 \frac{U_* y}{\nu}}}{y^2} \right] \quad (2.58)$$

$$\text{où } f_\epsilon = 1 - \frac{0.4}{1.8} e^{-(\frac{k^2}{6\nu\epsilon})^2}$$

$$\nu_t = C_\mu \left(\frac{k^2}{\epsilon} \right) [1 - e^{-C_3 \frac{U_* y}{\nu}}] \quad (2.59)$$

Modification du modèle $k - \epsilon$ Chien dans le contexte OES

Comme décrit précédemment, la modélisation OES repose sur une séparation des variables à modéliser en moyenne de phase, signifiant que l'écoulement moyen ainsi que les fluctuations organisées sont simulées et que les fluctuations chaotiques sont modélisées. Cependant, on observe sur la figure 2.2 qu'une fois la séparation de variables effectuée, la pente de la partie inertielle du spectre d'énergie de la partie chaotique est modifiée par rapport au spectre usuel de la turbulence en équilibre. Cette modification de la pente du spectre est due à une interaction entre les structures chaotiques et les structures organisées de l'écoulement. La conséquence de cette modification de la pente du spectre est que la production d'énergie cinétique turbulente n'est plus égale à sa dissipation, impliquant une nécessaire reconsidération des échelles caractéristiques de temps et de longueur de la turbulence utilisées dans les modèles de fermeture.

L'équipe EMT2/IMFT propose d'effectuer cette reconsidération à travers la réévaluation de la constante de diffusivité C_μ . En effet, classiquement, dans les modèles URANS, C_μ est évalué d'après les résultats de Bradshaw sur une couche limite se développant sur une plaque plane en absence de gradient de pression adverse. C'est une couche limite en équilibre dans le sens de la théorie statistique de Kolmogorov (pente du spectre égale à $-5/3$). En effectuant l'hypothèse donc que la production est égale à la dissipation et en utilisant la valeur presque constante du terme croisé du tenseur d'anisotropie dans la couche limite depuis cette expérience, nous pouvons démontrer que :

$$C_\mu = \left(-\frac{uv}{k} \right)^2 = 0.09$$

La présence d'un gradient de pression adverse impliquant une production d'énergie cinétique turbulente inférieure à sa dissipation, il est nécessaire de faire décroître C_μ , indiqué sur la figure 2.2.2. [85] et [48] proposent une évaluation d'un " C_μ équivalent" à partir de la modélisation au second-ordre, (modèle de [60]). A partir de ce modèle, les tensions turbulentes sont évaluées à l'aide d'équations aux dérivées partielles séparées, ainsi que la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Il est donc possible d'évaluer l'énergie cinétique turbulente sans passer par l'hypothèse de Boussinesq (modèles à deux équations). Ensuite, une viscosité turbulente équivalente est évaluée par la relation de la loi Boussinesq, $-u_i u_j = \nu_t S_{ij}$ et le C_m est évalué à l'aide de la relation, $\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\epsilon}$. Cette évaluation a été effectuée pour l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA0012 à 20° d'incidence pour un nombre de Reynolds de 10^5 à l'aide du modèle au second ordre précité (DRSM). Les résultats avaient été comparés aux résultats expérimentaux du LABM ([76]) entre autres.

Les valeurs du C_μ obtenues ont identifié un comportement pratiquement constant autour de valeurs de l'ordre de 0.02. Il est à noter par ailleurs, que des simulations de type LES autour de configurations d'ailes en forte incidence ont indiqué à posteriori des valeurs équivalentes du C_μ de cet ordre de grandeur. La valeur optimale de ce nouveau $C_{\mu OES}$, concernant les écoulements instationnaires fortement décollés, a été ainsi proposée :

$$C_{\mu OES} = 0.02 \tag{2.60}$$

Par ailleurs, dans le cadre d'une modélisation à l'aide d'un modèle à bas nombre de

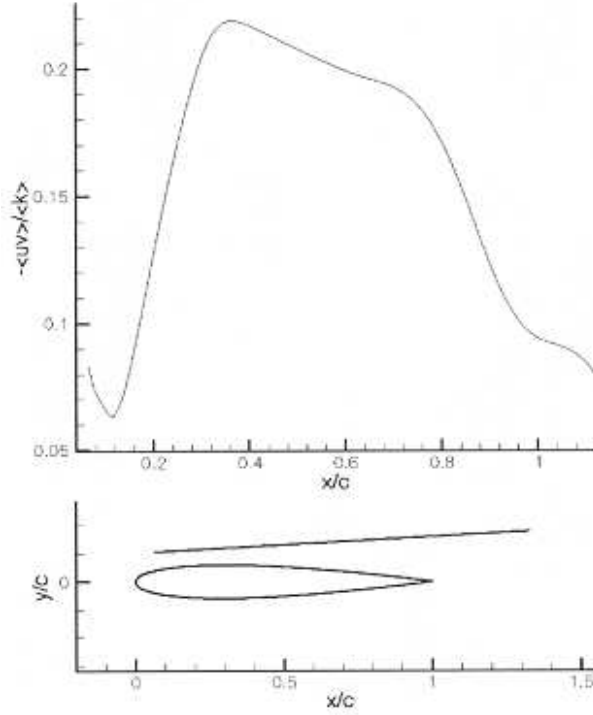


FIG. 2.3 – Variation spatiale du rapport $\frac{-\langle uv \rangle}{k}$ en proche paroi d'un profil NACA0012 à 20° d'incidence pour un nombre de Reynolds de 10^5

Reynolds, [53], [89] et [85] introduisent une nouvelle fonction d'amortissement 'lente' qui par réduction de la viscosité de turbulence en proche paroi conduit à de meilleurs résultats. f_μ est définie telle que :

$$f_{\mu OES} = 1 - \exp(-0.0002y^+ - 0.000065y^+) \quad (2.61)$$

Ces modifications des modèles de fermeture à deux équations améliorent la prédiction des écoulements turbulents instationnaires ([50]) et ont fait l'objet de tests concluants dans de nombreux cas proposés par plusieurs programmes européens tels que Flomania ou DESider. Il convient de préciser que les travaux actuels de l'EMT2 proposent une approche OES anisotrope, s'affranchissant de l'hypothèse de Boussinesq et reposant sur un concept de viscosité de turbulence *tensorielle* ([16]). Cette approche fournit une coefficient $C_{\mu OES}$ variable d'une façon inhérente par rapport à la physique des régions de l'écoulement (équilibre et hors équilibre). Cette nouvelle approche, encore en phase de validation, n'a pas été utilisée dans la présente étude.

2.2.3 Modèles de fermeture au premier ordre à une équation de transport

De même que les modèles à deux équations de transport décrits précédemment, le modèle à une équation de Spalart-Allmaras qui sera décrit dans la suite de cette section repose sur un concept de viscosité de turbulence ; cependant, cette fois ci, seule la viscosité

de turbulence est transportée en lieu et place de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente.

Le modèle Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras ([82]) est un modèle à une équation de transport pour la viscosité de turbulence. L'équation de transport est établie sous des hypothèses empiriques et des analyses dimensionnelles. Ce modèle ne requiert pas de raffinement supplémentaire du maillage si ce n'est la finesse requise pour capturer un champ de gradient de vitesse avec un modèle algébrique.

L'équation de transport de la variable de travail est donnée par :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = P + D_{IFF} + D_{ES} \quad (2.62)$$

où P , D_{IFF} et D_{ES} sont respectivement les termes de production, de dissipation et de destruction de $\tilde{\nu}$ exprimés tels que :

$$P = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} \quad (2.63)$$

$$D_{IFF} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] \quad (2.64)$$

$$D_{ES} = c_{\omega 1} f_{\omega} \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (2.65)$$

La viscosité de turbulence est alors définie comme suit :

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (2.66)$$

De manière à s'assurer que $\tilde{\nu}$ égale $\kappa y u_{\tau}$ dans la partie logarithmique de la couche limite ainsi que dans la zone tampon et dans la sous couche visqueuse, la fonction d'amortissement f_{v1} est définie telle que :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad (2.67)$$

où $\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}$

Par ailleurs, S est modifié en \tilde{S} de manière à garder un comportement correct dans la partie logarithmique de la couche limite ($\tilde{S} = \frac{u_{\tau}}{\kappa y}$) :

$$\tilde{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} f_{v3} + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (2.68)$$

avec $\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$, $f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{\chi + f_{v1}}$ et $f_{v3} = 1$ Enfin, de façon à obtenir une décroissance du terme de destruction dans la partie extérieure de la couche limite, la fonction f_{ω} est introduite telle que :

$$f_{\omega}(g) = g \left(\frac{1 + c_{\omega 3}^6}{g^6 + c_{\omega 3}^6} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (2.69)$$

où g agit comme un limiteur empêchant f_ω de prendre de trop grandes valeurs et s'exprime : $g = r + c_{\omega 2} (r^6 - r)$ avec $r = \frac{\tilde{\nu}}{S \kappa^2 d^2}$. r ainsi que f_ω sont tout deux égaux à 1 dans la partie log de la couche limite et décroissent dans la partie extérieure.

Les constantes du modèle sont : $c_{b1} = 0.1355$, $c_{b2} = 0.622$, $\sigma = \frac{2}{3}$, $\kappa = 0.41$, $c_{\omega 1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1+c_{b2}}{\sigma}$, $c_{\omega 2} = 0.3$, $c_{\omega 3} = 2$ et $c_{v1} = 7.1$. Le modèle de Spalart-Allmaras est considéré comme un bon compromis entre les modèles algébriques et les modèles à deux équations tels que ceux présentés plus haut. Ce modèle est devenu très populaire en raison de la qualité raisonnable des résultats qu'il fournit dans un grand nombre d'applications. Dans le cadre de cette étude, ce modèle aura essentiellement été mis en place dans le cadre de modélisation hybride de type DES et DDES qui seront exposées plus loin dans ce manuscrit mais également en tant que modèle URANS de manière à servir de référence à des modèles à deux équations plus avancés théoriquement.

2.3 Conclusion

La modélisation des écoulements turbulents instationnaires décollés est un art complexe. En effet, sur l'ensemble des méthodes abordées dans ce chapitre, aucune n'est réellement parfaite. Les méthodes filtrées LES sont d'une précision remarquables mais restent cantonnées à des nombres de Reynolds plus faibles d'un à deux ordres de grandeur par rapport à ceux pratiqués dans les études d'aérodynamique externe du fait du coût numérique prohibitif. A l'opposé, les méthodes URANS basées sur des modèles de fermeture au premier ordre sont peu coûteuses mais ne permettent cependant pas une prédiction satisfaisante des écoulements instationnaires. Les méthodes URANS avancées telles que OES permettent un gain qualitatif réel des résultats dans les conditions décollées et instationnaires de part l'utilisation d'une moyenne de phase permettant une meilleure résolution des structures cohérentes de l'écoulement. Parmi toutes les méthodes évoquées, les méthodes hybrides semblent les plus prometteuses. Ces méthodes ne nécessitent souvent pas un maillage plus coûteux que les méthode URANS et fournissent des résultats de bien meilleure qualité. Ces approches hybrides sont vraisemblablement appelées à remplacer les approches URANS dans un futur relativement proche. Cependant, pour la progression de ces méthodes hybrides, les modèles URANS sont appelés également à s'améliorer, ces derniers résolvant les parties les plus critiques de l'écoulement. Ces améliorations pourraient se faire non seulement à travers l'utilisation de méthode URANS avancées dans une modélisation OES/DES mais également par le développement de concepts de modèles statistiques anisotropes ou encore l'utilisation de modèles non linéaires (voir les efforts du programme européen DESider).

Les méthodes exposées dans ce chapitre seront évaluées dans le chapitre 5 sur un écoulement test purement tridimensionnel, le corps de Ahmed. Les performances des modélisations hybrides DES et DDES dans leur livrée originelle utilisant le modèle Spalart-Allmaras seront comparées au modèle $k - \varepsilon$ Chien modifié dans le contexte OES.

Chapitre 3

Approche numérique

Ce chapitre décrit brièvement les solveurs utilisés pour cette étude. Les calculs à bas nombre de Reynolds sur l'écoulement autour d'un cylindre en rotation auront été effectués à l'aide du solveur ICARE dans sa formulation éléments finis. L'algorithme sera présenté puis la formulation variationnelle et enfin les conditions aux limites utilisées. L'application des approches de modélisation des écoulement turbulents instationnaires s'est effectuée à l'aide du solveur NSMB qui est un code d'aérodynamique en formulation volumes finis. NSMB sera présenté succinctement à la suite d'ICARE.

3.1 Description du code ICARE

3.1.1 Algorithme de résolution

La méthode numérique utilisée repose sur les travaux de [4] qui résolvent l'équation de Navier-Stokes écrite en variables premières (pression-vitesse) par une formulation explicite. Cette méthode a été étendue à une formulation implicite et semi-implicite par [19]. Nous présenterons tout d'abord l'algorithme général de calcul appliqué aux équations de Navier-Stokes.

On suppose u_i et P connus à l'instant $n\Delta t$. Le système originel des équations de Navier-Stokes peut donc s'écrire sous la forme :

$$\text{div} \vec{V} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\vec{V}^{n+1} - \vec{V}^n}{\Delta t} + \text{div}(\vec{V}^{n+1} \vec{V}^{n+1}) = -\overrightarrow{\text{grad}} P^{n+1} + \frac{1}{Re} \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V}^{n+1}) \quad (3.2)$$

Le terme convectif est linéarisé par l'utilisation d'un schéma semi-implicite, où une partie du flux \vec{V}^n est supposée être le véhicule de la quantité transportable \vec{V}^{n+1} soit :

$$\frac{\vec{V}^{n+1} - \vec{V}^n}{\Delta t} + \text{div}(\vec{V}^n \vec{V}^{n+1}) = -\overrightarrow{\text{grad}} P^{n+1} + \frac{1}{Re} \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V}^{n+1}) \quad (3.3)$$

La pression à l'instant $(n+1)\Delta t$ étant inconnue, on introduit alors le champ (\vec{V}^*, P^*) qui vérifie aussi l'équation de quantité de mouvement soit :

$$\frac{\vec{V}^* - \vec{V}^n}{\Delta t} + \text{div}(\vec{V}^n \vec{V}^*) = -\overrightarrow{\text{grad}} P^* + \frac{1}{Re} \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V}^*) \quad (3.4)$$

Le pas prédictor suppose

$$P^* = P^n \quad (3.5)$$

On est ainsi amené à résoudre l'équation suivante :

$$\frac{\vec{V}^* - \vec{V}^n}{\Delta t} + \text{div}(\vec{V}^n \vec{V}^*) = -\overrightarrow{\text{grad}} P^n + \frac{1}{Re} \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V}^*) \quad (3.6)$$

V^* vérifie les mêmes conditions aux limites que V^{n+1} . En prenant le rotationnel de l'équation (3.3) et de l'équation (3.6) on obtient de plus :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{V}^*) = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{V}^{n+1}) \quad (3.7)$$

Le champ V^* transporte donc le montant exact du rotationnel à l'instant $(n+1)$. Cependant V^* ne satisfait pas l'équation de continuité. Il est donc nécessaire d'introduire un champ corrigé tel que :

$$\text{div} \vec{V}^{**} = 0 \quad (3.8)$$

On définit le champ V^{**} en introduisant une fonction potentielle auxiliaire ϕ comme suit :

$$\vec{V}^{**} = \vec{V}^n - \overrightarrow{\text{grad}} \phi \quad (3.9)$$

En prenant la divergence de cette équation et en considérant l'équation (3.8) on obtient donc une équation de Poisson, pour la fonction potentielle ϕ selon :

$$\Delta \phi = \text{div} \vec{V}^* \quad (3.10)$$

La fonction ϕ est donc directement déduite des valeurs de V^* . La vitesse corrigée V^{**} est ensuite obtenue à partir de (3.9). Par ailleurs comme on a $\text{div}(\vec{V}^{**}) = 0$, que d'après (3.7) et (3.9) on a aussi $\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{V}^{**}) = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{V}^*) = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{V}^{n+1})$, et puisque les conditions aux limites de \vec{V}^{**} sont identiques à celles de \vec{V}^{n+1} , on peut démontrer ([18]), que \vec{V}^{**} s'identifie au champ de vitesse corrigée à l'instant $(n+1)$.

La pression à l'instant $(n+1)\Delta t$ s'obtient en remplaçant V^{n+1} par l'expression précédemment obtenue (3.9) dans l'équation (3.3) et en soustrayant ce résultat à l'équation (3.6). On obtient ainsi la relation suivante :

$$\overrightarrow{\text{grad}} P^{n+1} = \overrightarrow{\text{grad}}(P^n + \frac{\phi}{\Delta t}) + \text{div}(\vec{V}^n \overrightarrow{\text{grad}} \phi) - \nu \nabla^2(\overrightarrow{\text{grad}} \phi) \quad (3.11)$$

Cette relation peut se simplifier comme suit :

$$P^{n+1} = P^n + \frac{\phi}{\Delta t} \quad (3.12)$$

Des tests numériques ([18]) ont montré que la précision et la stabilité du code ne sont pas affectées par cette dernière formulation de P^{n+1} . Cette relation fournissant des résultats sensiblement proches par rapport à la relation complète (3.11), c'est celle qui sera donc couramment utilisée.

En résumé, à chaque pas de temps, nous pouvons écrire que les équations résolues sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\vec{V}^* - \vec{V}^n}{\Delta t} + \text{div}(\vec{V}^n \vec{V}^*) = -\overrightarrow{\text{grad}} P^n + \frac{1}{Re} \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V}^*) \\ \Delta \phi = \text{div} \vec{V}^* \\ \vec{V}^{n+1} = \vec{V}^* - \overrightarrow{\text{grad}} \phi \\ P^{n+1} = P^n + \frac{\phi}{\Delta t} \end{array} \right. \quad (3.13)$$

3.1.2 Discrétisation spatiale et formulation élément finis

Le domaine bidimensionnel Ω est discrétisé sur un maillage triangulaire comprenant N_p noeuds. Les champs de vitesse u et de pression p sont approximés de la manière suivante :

$$u(x) = \sum_{J=1}^{N_p} u_J \psi_J(x) \quad (3.14)$$

$$p(x) = \sum_{J=1}^{N_p} p_J \psi_J(x) \quad (3.15)$$

où u_J et p_J sont les valeurs de la vitesse et de la pression au noeud J du maillage avec ψ_J valant 1 en J et 0 ailleurs en ayant une évolution linéaire (utilisation d'éléments de type P1).

Après projection Galerkin, le pas prédicteur de l'algorithme présenté en 3.13 devient :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} (u^* - u^n) \cdot \psi_I d\Omega &= -\Delta t \int_{\Omega} \nabla \cdot (u^n \cdot u^*) \cdot \psi_I d\Omega - \Delta t \int_{\Omega} \nabla \cdot p^n \cdot \psi_I d\Omega \\ &+ \frac{\Delta t}{Re} \int_{\Omega} \Delta u^* \cdot \psi_I d\Omega \end{aligned} \quad (3.16)$$

A l'aide de la formule de Green : $\int_{\Omega} (f \nabla g) = -\int_{\Omega} (\nabla f \cdot \nabla g) d\Omega + \int_{\Gamma} f \frac{dg}{dn} d\Gamma$ où Γ représente les bords du domaine Ω et n sa normale extérieure, on reformule l'équation 3.16 en :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} (u^* - u^n) \cdot \psi_I d\Omega &= -\Delta t \int_{\Omega} u^* \cdot \nabla \cdot u^n \cdot \psi_I d\Omega - \Delta t \int_{\Omega} u^n \cdot \nabla \cdot u^* \cdot \psi_I d\Omega \\ &- \Delta t \int_{\Omega} \nabla \cdot p^n \cdot \psi_I d\Omega - \frac{\Delta t}{Re} \int_{\Omega} \nabla \cdot u^* \cdot \nabla \cdot \psi_I d\Omega \\ &+ \frac{\Delta t}{Re} \int_{\Gamma} \psi_I \cdot \nabla \cdot u^* \cdot n d\Gamma \end{aligned} \quad (3.17)$$

Après quelques manipulations, on obtient l'expression entièrement discrétisée s'écrivant sous la forme d'un système linéaire :

$$\sum_{J=1}^{N_p} \mathcal{A}_{IJ}^1 u_J^* = \mathcal{B}_I^1 \quad (3.18)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{IJ}^1 = & \frac{1}{\Delta t} \mathcal{M}_{IJ} + \frac{1}{Re} \mathcal{K}_{IJ} + \int_{\Omega} \psi_I \left(\sum_{j=1}^{n_c} u_J^n \frac{\partial \psi_J}{\partial x_j} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \psi_I \left(\sum_{j=1}^{n_c} u_J^n \frac{\partial u_J^n}{\partial x_j} \right) \psi_J d\Omega - \frac{1}{Re} \int_{\Gamma} \psi_I \frac{d\psi_J}{dn} d\Gamma \end{aligned} \quad (3.19)$$

et

$$\mathcal{B}_I^1 = \frac{1}{\Delta t} \sum_{J=1}^{N_p} \mathcal{M}_{IJ} u_J^n - \sum_{J=1}^{N_p} \left(\int_{\Omega} \psi_I \nabla \psi_J d\Omega \right) p_J^n \quad (3.20)$$

où \mathcal{M} et \mathcal{K} sont respectivement les matrices de masse et de raideur éléments finis définies par $\mathcal{M}_{IJ} = \int_{\Omega} \psi_I \psi_J d\Omega$ et $\mathcal{K}_{IJ} = \int_{\Omega} \nabla \psi_I \cdot \nabla \psi_J d\Omega$ et où n_c est le nombre de composantes de vitesse prises en compte (ici $n_c = 2$). de la même manière, l'équation de Poisson devient :

$$\sum_{J=1}^{N_p} \mathcal{K}_{IJ} \psi_J = \mathcal{B}_I^2 \quad (3.21)$$

où :

$$\mathcal{B}_I^2 = - \sum_{j=1}^{n_c} \sum_{J=1}^{N_p} \left(\psi_I \frac{d\psi_J}{\partial x_j} d\Omega \right) u_{jJ}^* + \frac{1}{Re} \int_{\Gamma} \psi_I \frac{d\psi_J}{dn} d\Gamma \quad (3.22)$$

enfin, après projection Galerkin, on obtient sur l'équation de correction de la vitesse :

$$\sum_{J=1}^{N_p} \mathcal{M}_{IJ} u_J^{n+1} = \mathcal{B}_I^3 \quad (3.23)$$

où :

$$\mathcal{B}_I^3 = \sum_{J=1}^{N_p} u_J^* - \sum_{J=1}^{N_p} \left(\int_{\Omega} \psi_I \nabla \psi_J d\Omega \right) \psi_J \quad (3.24)$$

Par suite, le système d'équation que nous venons de définir est résolu à l'aide de la pde toolbox de matlab dans un code initialement développé par Daniel Ruiz puis par la suite régulièrement amélioré.

Les précisions temporelles et spatiales du code éléments finis ont été testées dans [10] et [63] concernant l'augmentation de l'ordre de résolution temporelle de l'algorithme qui a montré une précision spatiale d'ordre 2 et une précision temporelle d'ordre 1 à 3 selon l'ordre utilisé.

3.1.3 Conditions aux limites

Lors de la simulation d'un écoulement externe, il est primordial d'établir les conditions aux limites du calcul avec le plus grand soin de manière à limiter les effets de bord qui auraient pour conséquence des résultats erronés. Les conditions aux limites utilisées dans ce code sont de deux types :

- Conditions de Dirichlet : $h \cdot u = r$ ou h et r sont deux scalaires.
- Conditions de Neumann généralisées : $\vec{n} \cdot (c \cdot \nabla u) + q \cdot u = g$ où \vec{n} représente la normale extérieure à la frontière et c , q et g des scalaires.

Conditions aux limites sur les frontières supérieures et inférieures

Les conditions aux limites sur v sont de types Dirichlet, de type Neumann sur ϕ et enfin de type Neumann où Dirichlet sur u , telles que : $v = 0$, $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$ et $u = 1$ où $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$.

Conditions aux limites sur la section d'entrée

Les conditions aux limites sont de types Dirichlet sur u et v et de type Neumann sur ϕ , telles que $u = 1$, $v = 0$ et $\phi = \frac{\partial \phi}{\partial x}$

Conditions aux limites sur les parois du cylindre

Les conditions aux limites sur la paroi du cylindre sont de type Dirichlet sur u et v et Neumann sur ϕ , telles que $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$, $u = -2\alpha y$ et $v = 2\alpha x$ où x et y représentent les positions dans le repère cartésien des points du maillage composant la paroi.

Conditions aux limites de type non réfléchitif

Lorsque l'écoulement simulé présente des phénomènes ayant un caractère pseudopériodique en temps et en espace, alors, les champs de vitesse se comportent qualitativement comme une onde incidente se propageant vers la frontière de sortie du domaine. Les conditions aux limites utilisées à la frontière de sortie du domaine doivent donc permettre la propagation de ces ondes en dehors du domaine de résolution tout en minimisant les réflexions à la frontière.

Pour établir ces conditions aux limites, on considère le champ de vitesse u comme transporté par une onde vers la frontière de sortie du domaine. Dans le cas bidimensionnel on obtient :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_x^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - c_y^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (3.25)$$

où c_x et c_y sont les vitesses caractéristiques de la propagation de l'onde respectivement dans les directions X et Y.

En considérant D_x^2 , D_y^2 et D_t^2 les opérateurs différentiels du second ordre, l'équation 3.25 devient :

$$\mathcal{L}u \equiv \mathcal{L}^+ \mathcal{L}^- u = 0 \quad (3.26)$$

où par définition, les opérateurs \mathcal{L}^+ et \mathcal{L}^- sont égaux à :

$$\mathcal{L}^+ = c_x D_x + D_t \sqrt{1 - s^2}, \mathcal{L}^- = c_x D_x - D_t \sqrt{1 - s^2} \quad (3.27)$$

avec $s = C_y D_y / D_t$.

La condition $\mathcal{L}u = 0$ correspondant à une absorption totale de u par la frontière de sortie, il reste à évaluer numériquement $\sqrt{1 - s^2}$ pour établir l'expression de la condition aux limites de sortie. Puisque l'opérateur pseudo-différentiel \mathcal{L}^+ est non-local en temps et en espace, on utilise l'approximation de Padé pour le terme $\sqrt{1 - s^2}$, qui au premier ordre donne $\sqrt{1 - s^2} \approx 1$ et $\sqrt{1 - s^2} \approx 1 - \frac{1}{2}s^2$ au second ordre. La condition d'absorption totale s'écrit alors :

$$(c_x D_x + D_t)u = 0 \quad (3.28)$$

où

$$(c_x D_x + D_t - \frac{c_y^2}{2D_t} D_y^2)u = 0 \quad (3.29)$$

Le terme $\frac{c_y^2}{2D_t}$ étant assimilable à l'inverse d'un nombre de Reynolds et c_x à u , les équations 3.28 et 3.29 deviennent identifiables respectivement aux équation d'Euler et de Navier-Stokes et l'équation retenue pour des conditions aux limites non réfléchives s'écrit alors après discrétisation temporelle à l'ordre 1 :

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} + u^{n+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^n - \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^n = 0 \quad (3.30)$$

Après regroupement des termes, on obtient les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} u^{n+1} = \frac{u^n + \frac{\Delta t}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^n}{1 + \Delta t \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^n} \\ v^{n+1} = v^n - \Delta t u^{n+1} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\Delta t}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)^n \\ \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (3.31)$$

Ces conditions aux limites ont été codées et testées sur une couche de mélange dans le code ICARE en version volumes finis par [54] et portées vers la version éléments finis puis testées dans cette version par [10].

Des conditions aux limites non réfléchives ont été introduites sur les parois supérieures et inférieures pour tenter de trouver une solution autre que l'augmentation de la taille du domaine de résolution pour obtenir une convergence en maillage lors de l'étude pour de fortes vitesses de rotation lors du second régime instationnaire. De la même façon, on obtient :

$$\begin{cases} u^{n+1} = u^n - \Delta t v^{n+1} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\Delta t}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)^n \\ v^{n+1} = \frac{v^n + \frac{\Delta t}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right)^n}{1 + \Delta t \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)} \\ \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (3.32)$$

Ces conditions aux limites n'ayant rien pu modifier à l'effet de confinement observé elles ont été remplacées par les conditions aux limites utilisées initialement.

3.2 Description du code NSMB

Pour la résolution des écoulements turbulents et l'évaluation des approches de modélisation le code NSMB (pour Navier Stokes Multi Blocs) a été utilisé. NSMB résoud les équations de Navier Stokes compressibles à l'aide d'une formulation volumes finis multiblocs parallélisée et a initialement été développé par l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). Le code a par la suite bénéficié du consortium dont il a fait l'objet entre EPFL, KTH, Aérospatiale, SAAB et le Cerfacs. NSMB est maintenant utilisé et développé par CFS engineering, l'EPFL, TU Zurich, TU Dresden, l'IMFS et l'IMFT toujours au sein du consortium portant son nom.

3.2.1 Les équations de Navier-Stokes compressibles

Dans un repère cartésien (x, y, z) , les équations de Navier Stokes compressibles dans leur forme conservative prennent la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(W) + \frac{\partial}{\partial x}(f - f_v) + \frac{\partial}{\partial y}(g - g_v) + \frac{\partial}{\partial z}(h - h_v) = 0 \quad (3.33)$$

Où t représente le temps. Le vecteur d'état W est donné par :

$$W = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

Et les flux convectifs sont définis par :

$$f = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(\rho E + p) \end{pmatrix}, g = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(\rho E + p) \end{pmatrix}, h = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ w(\rho E + p) \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

ρ représente la densité, u , v et w sont les composantes de la vitesse dans le repère cartésien considéré, p représente la pression et E l'énergie totale. Les flux visqueux sont définis comme suit :

$$f_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ (\tau U)_x - q_x \end{pmatrix}, g_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ (\tau U)_y - q_y \end{pmatrix}, h_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ (\tau U)_z - q_z \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Le tenseur des contraintes de cisaillement τ est donné par :

$$\begin{aligned}
\tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{yy} &= \frac{2}{3}\mu \left(-\frac{\partial u}{\partial x} + 2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{zz} &= \frac{2}{3}\mu \left(-\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} + 2\frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\
\tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\
\tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)
\end{aligned}$$

Où μ représente la viscosité. La dissipation visqueuse dans l'équation de l'énergie est calculée de :

$$\begin{aligned}
(\tau U)_x &= \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \tau_{xz}w \\
(\tau U)_y &= \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \tau_{yz}w \\
(\tau U)_z &= \tau_{zx}u + \tau_{zy}v + \tau_{zz}w
\end{aligned}$$

Et le flux de chaleur dû à la conduction est calculé suivant une loi de Fourier,

$$\begin{aligned}
q_x &= -k \frac{\partial T}{\partial x} \\
q_y &= -k \frac{\partial T}{\partial y} \\
q_z &= -k \frac{\partial T}{\partial z}
\end{aligned}$$

Où T est la température et k la conductivité thermique. Pour un gaz parfait, la viscosité μ peut être calculée en suivant la loi de Sutherland.

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{3/2} \frac{(T_\infty + S_1)}{(T + S_1)}$$

Où μ_∞ est la viscosité à la température de référence T_∞ et S_1 une constante, valant en général 110.3 pour l'air. En supposant un nombre de Prandtl constant (valant $Pr = 0.72$ pour l'air), la conductivité thermique peut être trouvée suivant :

$$k = \mu c_p / Pr$$

Les chaleurs spécifiques à volume et pression constants pour un gaz parfait peuvent être respectivement calculées d'après $c_v = R/(\gamma - 1)$ et $c_p = \gamma c_v$, où $\gamma = 1.4$ et R la constante du gaz est égale à 287 (J/kgK) pour l'air.

$$p = \rho e(\gamma - 1) = \rho c_v T(\gamma - 1) = \rho RT \quad (3.37)$$

Où e est l'énergie interne. Les énergies totale et interne sont reliées par :

$$e = E - \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \quad (3.38)$$

3.2.2 Méthodes numériques employées

NSMB propose de nombreuses fonctionnalités dédiées à la résolution de divers problèmes en aérodynamique. Plusieurs schémas numériques spatiaux et temporels sont disponibles ainsi que plusieurs approches de modélisation de la turbulence (LES, URANS, OES et approches hybrides) utilisant de nombreux modèles de fermeture. Divers préconditionneurs permettent de résoudre des problèmes à très bas nombres de Mach alors que sans préconditionneurs, le solveur est opérationnel depuis des nombres de Mach modérés jusqu'à des régimes hypersoniques. Nous ne décrivons pas ici en détail ce solveur et invitons le lecteur à se reporter au manuel écrit par [96].

Sur les applications de l'EMT2, le solveur a été validé par [48]. Les calculs ont été effectués à bas nombre de Mach (0.2 pour les cas de pitching et le corps de Ahmed et 0.1 pour les calculs sur l'éolienne) en utilisant des schémas amont de Roe d'ordre 3 ou encore des schémas centrés d'ordre 4 sans différence notable sur les résultats pour la discrétisation spatiale et une méthode implicite à pas de temps dual et inversion des matrices par LU-SGS pour la discrétisation temporelle.

Chapitre 4

Etude bidimensionnelle de la transition vers la turbulence d'un écoulement autour d'un cylindre en rotation

4.1 Introduction

L'écoulement autour d'un cylindre de section circulaire est représentatif de nombreux phénomènes physiques se produisant en dynamique des fluides. Bien que de nombreuses études aient été menées ([86],[87], [13], [44], [56], [22], [100], [101], [80] entre autres) sur la transition vers la turbulence d'un écoulement autour d'un cylindre fixe, comparativement peu de travaux ont considéré l'écoulement autour d'un cylindre en rotation. [6] numériquement et [32] expérimentalement étudient l'écoulement lié au départ impulsif d'un cylindre en rotation pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1000. La même étude a été par la suite entreprise numériquement et expérimentalement pour des nombres de Reynolds compris entre 1000 et 10000 et pour des vitesses de rotation réduites ($\alpha = \frac{\omega_0 D}{2U_\infty}$ ou ω_0 représente la vitesse angulaire de rotation et D le diamètre du cylindre) comprises entre 0 et 3. Ces deux études mettent essentiellement en évidence la suppression de l'allée tourbillonnaire de Von Karman et l'établissement d'un écoulement stationnaire pour des vitesses de rotation réduites supérieures à 2. Le même état initial est étudié numériquement par ailleurs par [28] et [74].

Concernant la phase établie de l'écoulement, [52] observe expérimentalement la suppression de l'allée tourbillonnaire de Von Karman à bas nombre de Reynolds pour des vitesses de rotation réduites supérieures à 2.

Plus récemment, [55] étudie numériquement des écoulements dont le nombre de Reynolds reste inférieur à 160 pour des vitesses de rotation réduites comprises entre 0 et 2.5. Il met en évidence la dépendance en nombre de Reynolds de la vitesse de rotation limite au dessus de laquelle le lâcher tourbillonnaire est supprimé, montrant par exemple que $\alpha_L = 1.4, 1.8$ et 1.9 pour des nombres de Reynolds valant respectivement $Re = 60, 100$ et 160 . Des mesures expérimentales par [8] pour des nombres de Reynolds compris entre 50 et 65, montrent que le nombre de Strouhal est peu dépendant de la vitesse de rotation du cylindre.

[93] sont les premiers à mettre en évidence la présence d'une seconde instabilité pour des

vitesse de rotation élevées comprises entre 4.8 et 5.15 pour un nombre de Reynolds de 100. Ce résultat est confirmé par la suite par [94] pour des nombres de Reynolds compris entre 60 et 200.

En 2003, [73] étudie les différents régimes d'écoulements gouvernés par des vitesses de rotation comprises entre 0 et 5 pour un nombre de Reynolds de 200 et produit également une analyse de stabilité linéaire sur la solution stationnaire de l'écoulement, obtenant un valeur $\alpha_L = 1.91$ pour un nombre de Reynolds de 200. [72] produit la première étude tridimensionnelle pour un nombre Reynolds de 200 et une vitesse de rotation réduite de 5, mettant en évidence l'instationnarité de l'écoulement simulé à l'aide d'un code tridimensionnel bien que la solution bidimensionnelle soit stationnaire.

Dans cette étude, l'effet de la rotation sur l'écoulement autour d'un cylindre sera analysée à l'aide de la version éléments finis du code DNS ICARE propre à l'équipe EMT2 de l'IMFT.

L'écoulement est gouverné par deux paramètres adimensionnels. Le nombre de Reynolds défini comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses : $Re = \frac{U_\infty D}{\nu}$ ou D représente le diamètre du cylindre, ν la viscosité cinématique et U_∞ la vitesse infinie amont. Le second paramètre gouvernant l'écoulement est la vitesse de rotation réduite correspondant au rapport de la vitesse tangentielle à la paroi du cylindre et la vitesse infinie amont : $\alpha = \frac{D\omega_0}{2U_\infty}$ ou ω_0 représente la vitesse angulaire de rotation du cylindre. Les régimes de l'écoulement seront analysés en comparant les coefficients de traînée, de portance, de pression ainsi que le nombre de Strouhal défini comme un fréquence réduite par le diamètre du cylindre et la vitesse infinie amont.

Une étude détaillée des écoulements observés a été menée pour des nombres de Reynolds de 200 et 400 et pour des vitesses de rotation comprises entre 0 et 6. Une étude paramétrique de convergence en maillage sera menée de manière à s'assurer l'indépendance des résultats. Quelque soit le nombre de Reynolds, quatre différents régimes d'écoulement ont été mis en évidence, en accord avec la bibliographie existante ([73],[94]). Ces régimes seront décrits dans la section suivant l'étude de dépendance en maillages.

4.2 Etude de la dépendance en maillage des paramètres globaux de l'écoulement

Du fait de l'absence de base de données expérimentale fiable pour les taux de rotation élevés, une étude de sensibilité des résultats aux maillages a été menée. La finesse du maillage ainsi que la distribution des points en proche paroi étaient les mêmes pour tous les maillages, étant jugée suffisantes ; seules les dimensions de la boîte ont été testées. Les maillages utilisés sont de topologie O autour du cylindre, ensuite, les variations de taille des domaines sont assurées en ajoutant des blocs supplémentaires assurant la connectivité des mailles.

Les différents maillages sont comparés à Reynolds 200 pour un taux de rotation de 4.5 en se référant alors au test de validation de [73]. Pour ces paramètres de l'écoulement, on observe le second régime instationnaire dont le lâcher tourbillonnaire corotatif est beaucoup plus basse fréquence que dans le cas d'une allée de Von Karman. De plus les

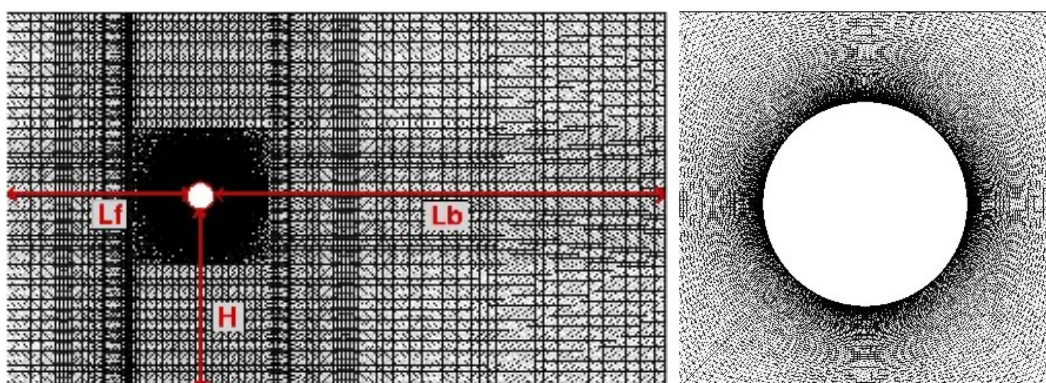


FIG. 4.1 – Vues large et rapprochée d'un maillage type utilisé lors des simulations.

gradients de pression dans le champ de résolution du calcul sont beaucoup plus importants que dans le cas statique. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir un domaine de résolution beaucoup plus étendu que dans le cas statique.

Les maillages utilisés ici sont des maillages initialement créés à l'aide du mailleur IGG de Numeca, ensuite triangularisés à l'aide de Trecplot puis passés au format de la PDE-toolbox de Matlab. Les maillages ont tous une topologie O dans la zone proche paroi ayant une dimension de 40×40 diamètres. Les différents maillages sont par la suite créés en rajoutant des blocs et en assurant la connectivité des mailles. Les gradients de vitesse étant plus importants que dans le cas statique du fait de la rotation du cylindre, la finesse du maillage en proche paroi a par ailleurs été augmentée par rapport à un cas statique. Tous les maillages utilisés avaient une finesse telle que $\Delta x = 10^{-3}$, valeur conforme à celle utilisée dans la littérature par [73] pour des nombres de Reynolds et des vitesses de rotation comparables. Comme on peut le voir dans le tableau 4.1 récapitulant les maillages utilisés et les résultats globaux obtenus, alors que les coefficients de portance et le nombre de Strouhal se sont montrés peu sensibles aux différents maillages, le coefficient de traînée a subi de fortes variations et s'est trouvé aussi sensible à la variation de profondeur du maillage qu'à la variation de hauteur. Par ailleurs, il est également vraisemblable que les dimensions du maillage utilisé aient une incidence sur les seuils de bifurcation entre les différents régimes observés lors d'une variation de la vitesse de rotation.

Les résultats obtenus sur ces différents maillages sont consignés dans les figures 4.2 à 4.2. L'essai de dépendance sur la longueur du maillage en aval du cylindre montre une très forte dépendance ce qui est assez aisément compréhensible du fait de la longueur d'onde de l'instabilité de l'écoulement sur lequel est fait le test. Par ailleurs, on constate également une très forte sensibilité aux longueurs au dessus, en dessous et en amont du cylindre. Des conditions aux limites non réfléchives du même type que celles placées en sortie ont été testées sur les maillages 2 et 3 mais n'ont pas changé les résultats. Cette dépendance aux dimensions du maillage peut s'expliquer très facilement par le fait que la répartition des pressions autour d'un cylindre ayant une vitesse de rotation importante est complètement différente de celle autour d'un cylindre fixe. Les variations de pression engendrées par la rotation sont beaucoup plus importantes (le $C_{p_{min}}$ est de l'ordre de -14) que dans le cas fixe ce qui nécessite de plus grands maillages de manière à retrouver approximativement la pression infinie sur les bords du maillage. Les figures 4.2 et 4.2

Maillage	N_P	N_T	L_f	L_b	H	C_{Lift}	C_{Drag}	S_T
M1	30914	61298	20	100	25	21.34	0.045	0.0276
M2	32278	64006	20	100	35	21.34	0.244	0.0275
M3	33088	65614	20	100	45	21.34	0.367	0.0274
M4	33898	67222	20	100	55	21.34	0.445	0.0273
M5	36058	71510	20	100	100	21.34	0.59	0.0271
M6	43647	86556	50	130	130	21.34	-0.0092	0.0263
M7	46191	91596	100	130	130	21.34	-0.233	0.0261
M8	59700	119002	130	130	130	21.34	-0.279	0.0260
M9	30119	59738	20	80	25	21.34	0.045	0.0276
M10	31497	62442	20	130	25	21.34	0.045	0.0276
M11	61292	122186	150	150	150	21.34	-0.291	0.0261
M12	62884	125370	180	180	180	21.34	-0.301	0.0261
M13	64078	127758	210	210	210	21.34	-0.307	0.0261

TAB. 4.1 – *Différents maillages testés*

montrent bien le confinement qui existe si le maillage n'est pas assez étendu. Sur la figure 4.2, qui utilise le maillage M8, on constate que les pressions de part et d'autre du cylindre varient entre 0.65 sur le bord supérieur du maillage et 0.35 sur le bord inférieur, alors que sur le maillage M13, les pressions varient entre 0.48 et 0.52.

A l'issue du test sur le maillage M8, pour des raisons de commodité, il a été décidé d'utiliser des maillages carrés pour lesquels les dimensions amont, aval, supérieures et inférieures seraient identiques. Les maillages M10 à M13 sont alors des maillages de topologie O dont la longueur caractéristique varie entre 130 et 210 diamètres.

Considérant que la variation sur le coefficient de portance entre le maillage M12 et le maillage M13 est inférieure à 3% pour une variation de chaque dimension de 30 diamètres, les résultats ont été considérés convergés avec le maillage M12 et ce dernier sera utilisé pour la suite de l'étude.

Par ailleurs, les résultats obtenus seront comparés à ceux fournis par [73] et [94]. Il est à noter que [94] a fourni une étude similaire et utilise des maillages de type O dont le diamètre est d'une centaine de cordes. [73] a également produit une étude de sensibilité mais uniquement sur la profondeur du maillage. Les résultats obtenus dans cette étude diffèrent de ceux obtenus dans les études précédentes, cependant, il n'existe pas de résultats expérimentaux permettant de confronter les résultats.

4.3 Comparaison entre les résultats de la présente étude et ceux obtenus par [73] à Reynolds 200

On constate un bon accord sur le coefficient de portance pour toutes les vitesses de rotation ainsi que sur le nombre de Strouhal durant la première instabilité et sur le coefficient de traînée pour des vitesses de rotation modérées.

Pour des vitesses de rotation supérieures, les valeurs obtenues sur la traînée divergent

4.3. COMPARAISON ENTRE LES RÉSULTATS DE LA PRÉSENTE ÉTUDE ET CEUX OBTENUS PAR [73] À REYNOLDS 200

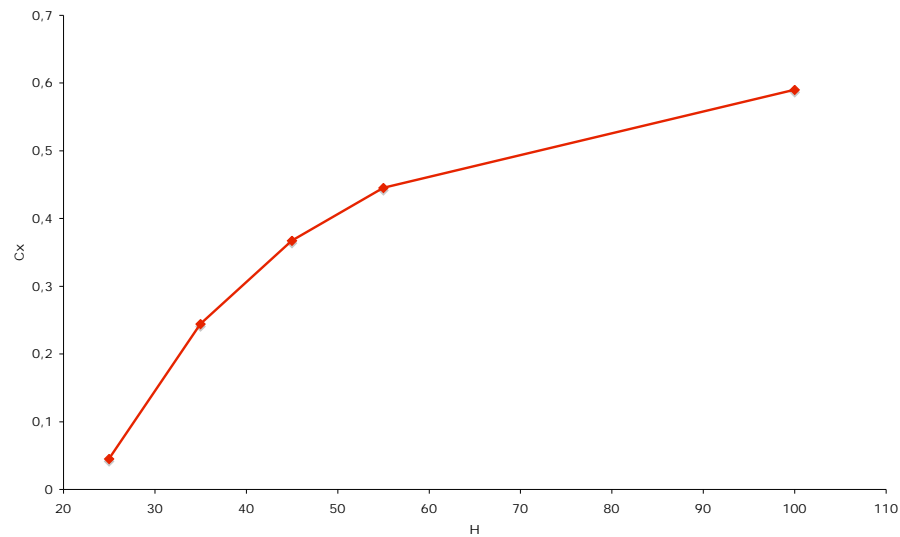


FIG. 4.2 – Variation du coefficient de traînée en fonction de la variation de la hauteur du maillage

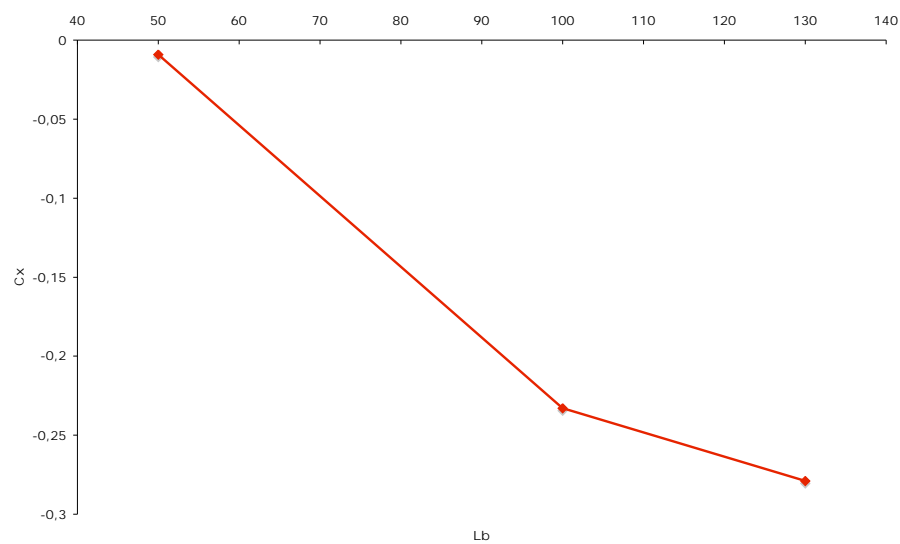


FIG. 4.3 – Variation du coefficient de traînée en fonction de la distance en amont du cylindre.

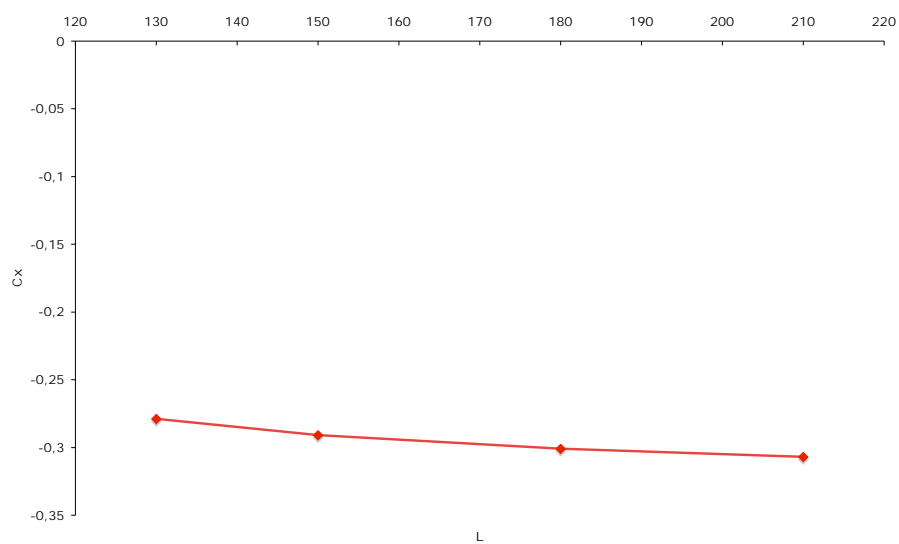


FIG. 4.4 – Variation du coefficient de traînée en fonction de la variation de la dimension caractéristique des maillages carrés. Les maillages comparés sont ici les maillages M11, M12 et M13

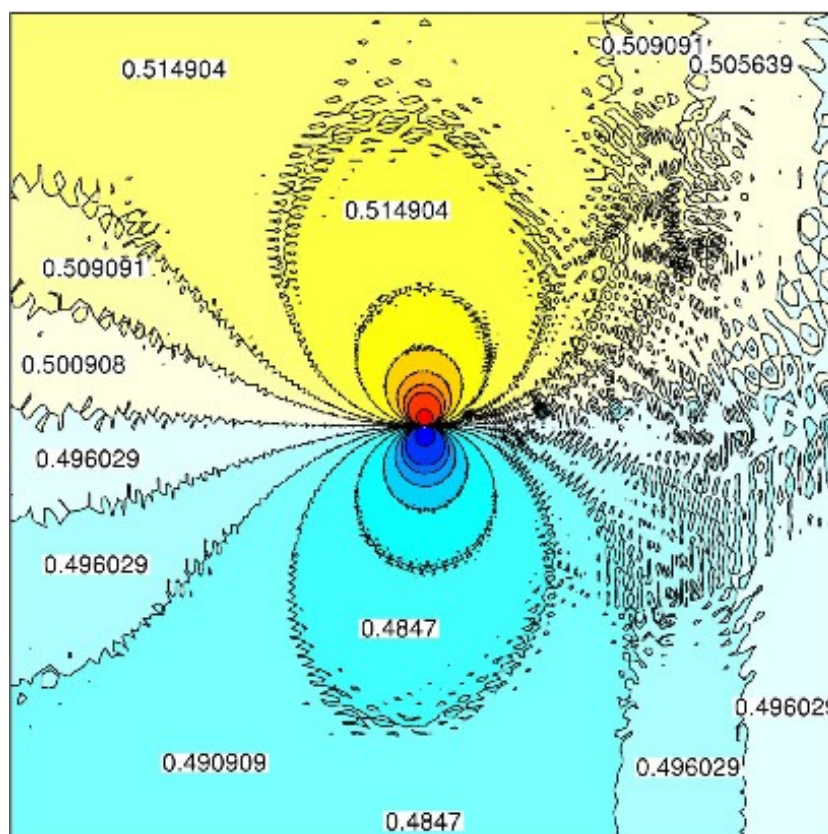


FIG. 4.6 – Iso-pressions observées sur le maillage M13

vitesses de rotation réduites comprises entre 0 et 5.

4.4.1 Premier régime instationnaire

Pour des vitesses de rotation modérées, on observe un écoulement similaire à celui observé dans le cas d'un cylindre fixe, à savoir un écoulement instationnaire avec lâcher d'une allée tourbillonnaire contrarotative de Von Karman. Il est important de noter que la rotation crée une asymétrie des tourbillons lâchés et que naturellement, plus la vitesse de rotation augmente, plus l'asymétrie de l'écoulement est marquée. Cette asymétrie est due à la rotation qui renforce les gradients de vitesse à la paroi sur la face supérieure du cylindre et affaiblit ceux de la face inférieure.

Durant ce régime, on observe une croissance du coefficient de portance moyen qui devient non nul ainsi qu'une diminution du coefficient de traînée. L'augmentation du coefficient de portance est due à une asymétrie de la distribution de vitesse après la mise en rotation du cylindre, entraînant un effet magnus prononcé. Le nombre de Strouhal est quant à lui très peu dépendant de la vitesse de rotation réduite, cependant, avec l'augmentation de la vitesse de rotation, on observe un "appariement" des tourbillons de Von Karman qui au lieu d'être lâchés à intervalles réguliers l'un après l'autre, sont lâchés par paire quasi simultanément. Il en résulte une fréquence d'oscillation du coefficient de traînée qui est deux fois moindre que dans le cas du cylindre fixe.

4.4. DESCRIPTION DES DIFFÉRENTS RÉGIMES OBSERVÉS EN FONCTION DE LA VITESSE DE ROTATION

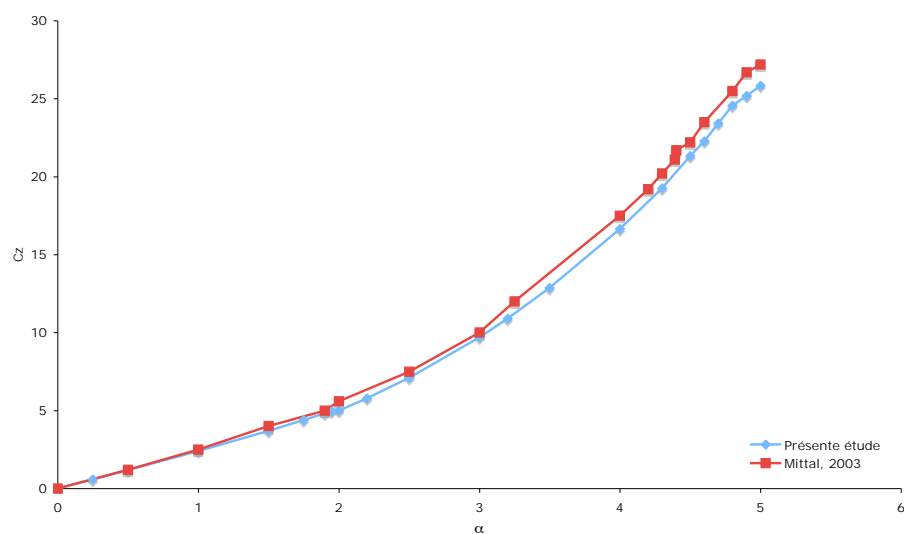


FIG. 4.7 – Evolution du coefficient de portance moyen en fonction de la vitesse de rotation réduite pour un nombre de Reynolds de 200

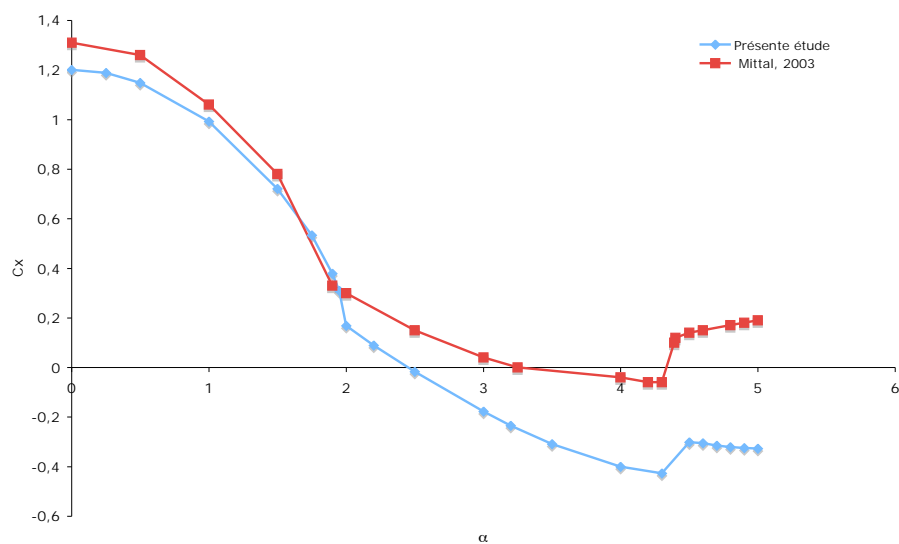


FIG. 4.8 – Evolution du coefficient de traînée moyen en fonction de la vitesse de rotation réduite pour un nombre de Reynolds de 200

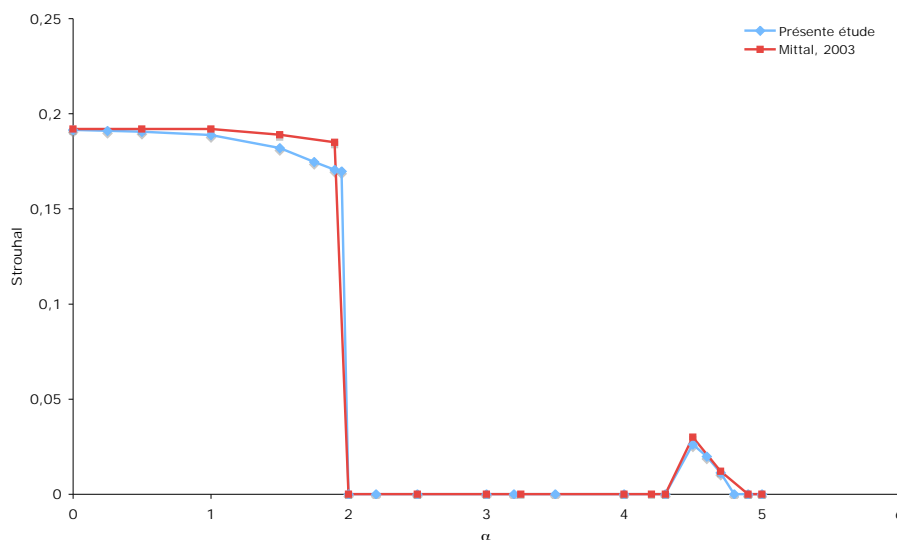


FIG. 4.9 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction de la vitesse de rotation réduite pour un nombre de Reynolds de 200

L'évolution des coefficients globaux moyens de l'écoulement en fonction de la vitesse de rotation pour un nombre de Reynolds de 200 est montrée dans les figure 4.7, 4.8, 4.9.

En traçant les courbes du coefficient de pression moyen on peut remarquer que dès la mise en rotation du cylindre, le C_{pmax} n'est plus égal à 1 mais tend à diminuer avec l'augmentation de la vitesse de rotation, signifiant le décollement du point d'arrêt de la surface du cylindre. Pour une vitesse de rotation suffisamment élevée, on note que l'ensemble de la surface du cylindre est en dépression, signifiant que l'écoulement en proche paroi n'est plus gouverné par l'écoulement amont mais par la rotation du cylindre. Par ailleurs, en observant l'écoulement moyen, on constate que le point d'arrêt sur l'attaque du cylindre se décolle de la paroi laissant apparaître un second point selle dans l'écoulement. L'augmentation de la vitesse de rotation entraînera alors un décollement de plus en plus massif du point selle ainsi qu'une diminution de l'angle formé avec la direction longitudinale de l'écoulement.

Pour une vitesse de rotation de l'ordre de 2, on observe la suppression de l'allée tourbillonnaire ainsi que la stationnarisation de l'écoulement. Pour expliquer cette stationnarisation, il convient de rappeler que la présence d'une paroi solide courbe dans l'écoulement est à l'origine de l'apparition d'un gradient de pression adverse qui a pour effet de favoriser le décollement de la couche limite. L'introduction de la rotation du cylindre dans l'écoulement ainsi que les conditions de non glissement à la paroi ont pour effet d'introduire un surplus d'énergie cinétique dans la couche limite. Lorsque la composante longitudinale de la vitesse tangentielle du cylindre est colinéaire à la composante longitudinale de la

4.4. DESCRIPTION DES DIFFÉRENTS RÉGIMES OBSERVÉS EN FONCTION DE LA VITESSE DE ROTATION

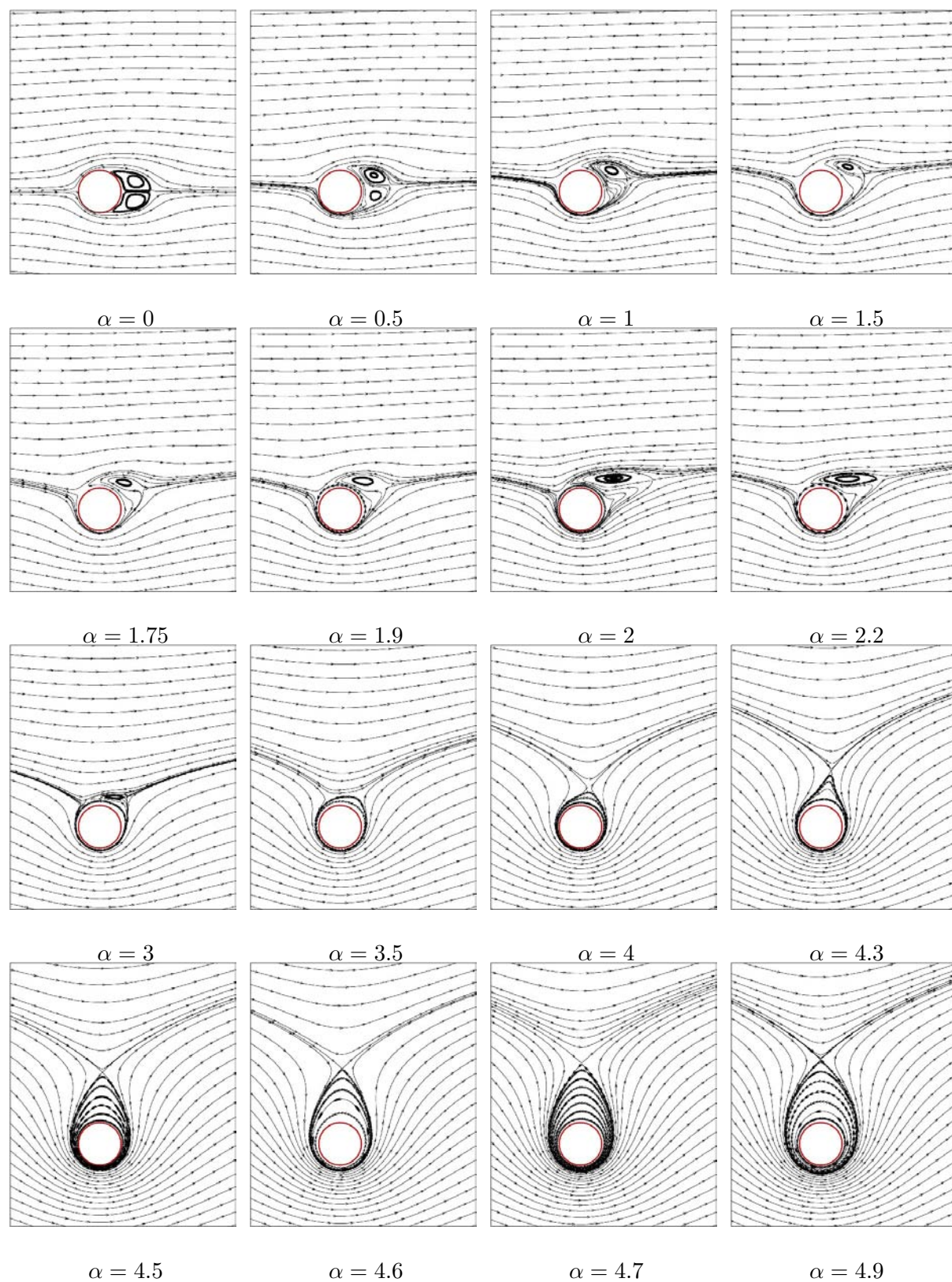


FIG. 4.10 – Lignes de courant de l'écoulement moyen autour d'un cylindre en rotation pour différentes vitesses de rotation réduites

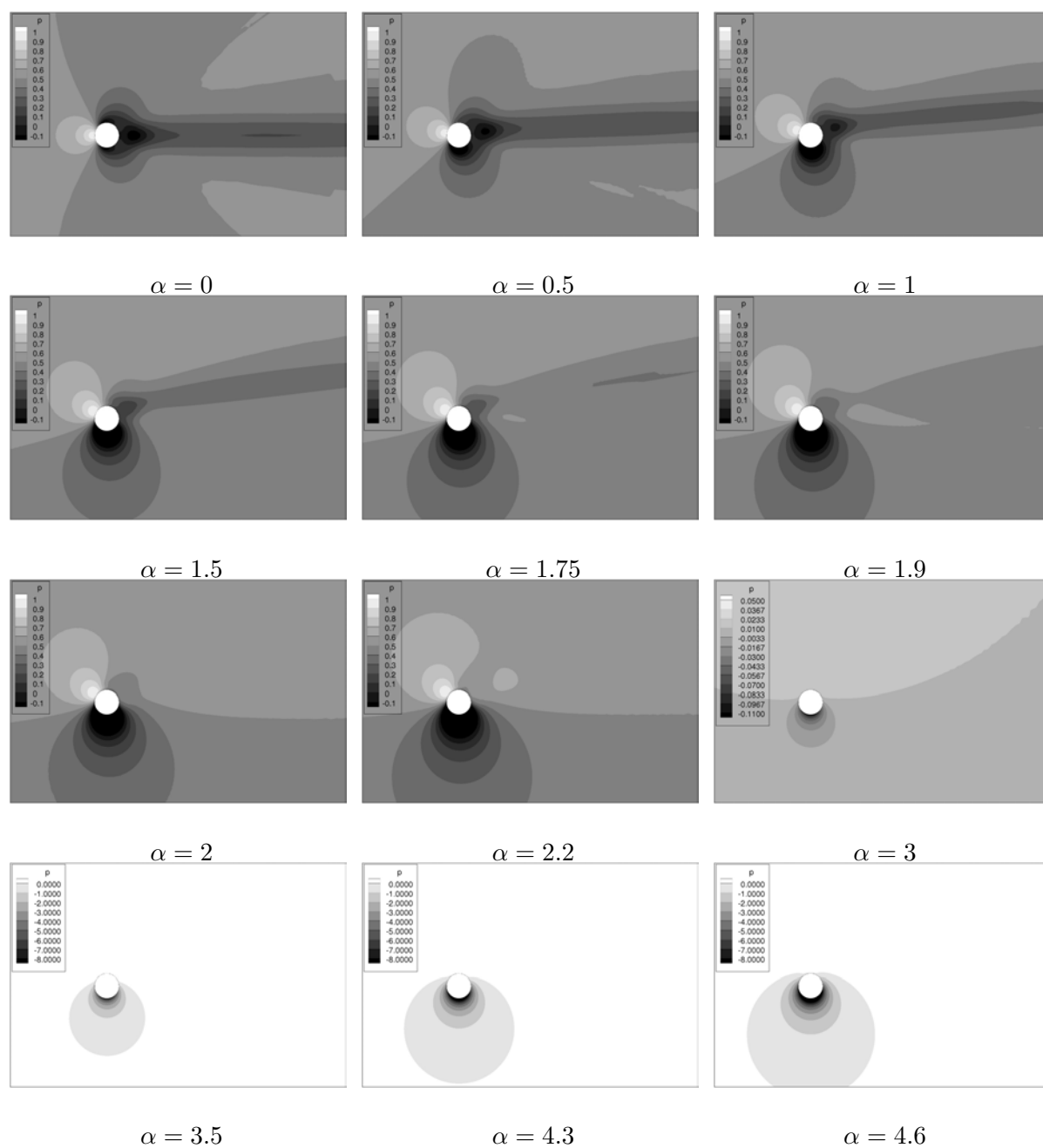


FIG. 4.11 – Isovaleurs de pression moyennes pour différentes vitesses de rotation réduites

4.4. DESCRIPTION DES DIFFÉRENTS RÉGIMES OBSERVÉS EN FONCTION DE LA VITESSE DE ROTATION

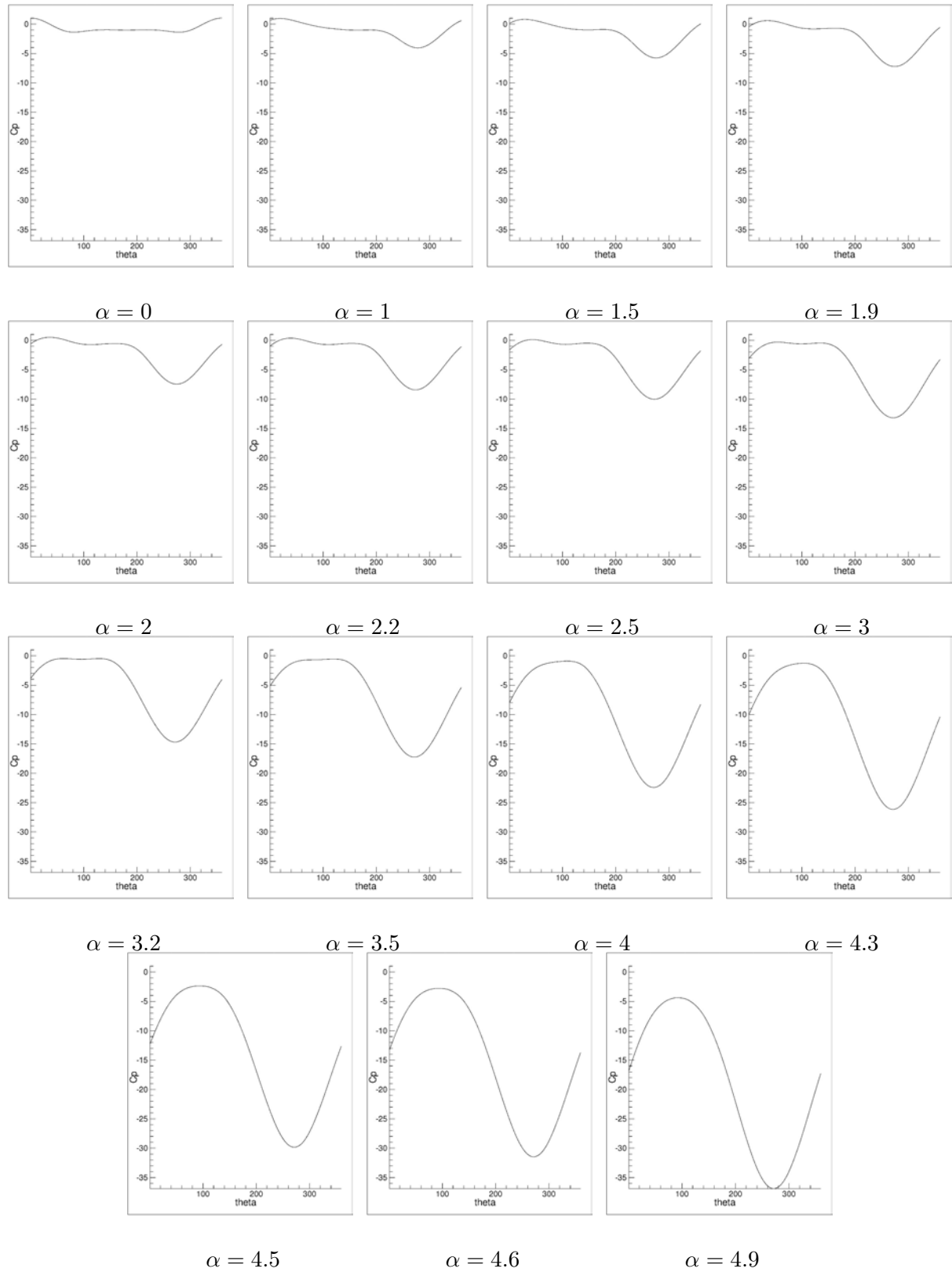


FIG. 4.12 – Lignes de courant de l'écoulement moyen autour d'un cylindre en rotation pour différentes vitesses de rotation réduites

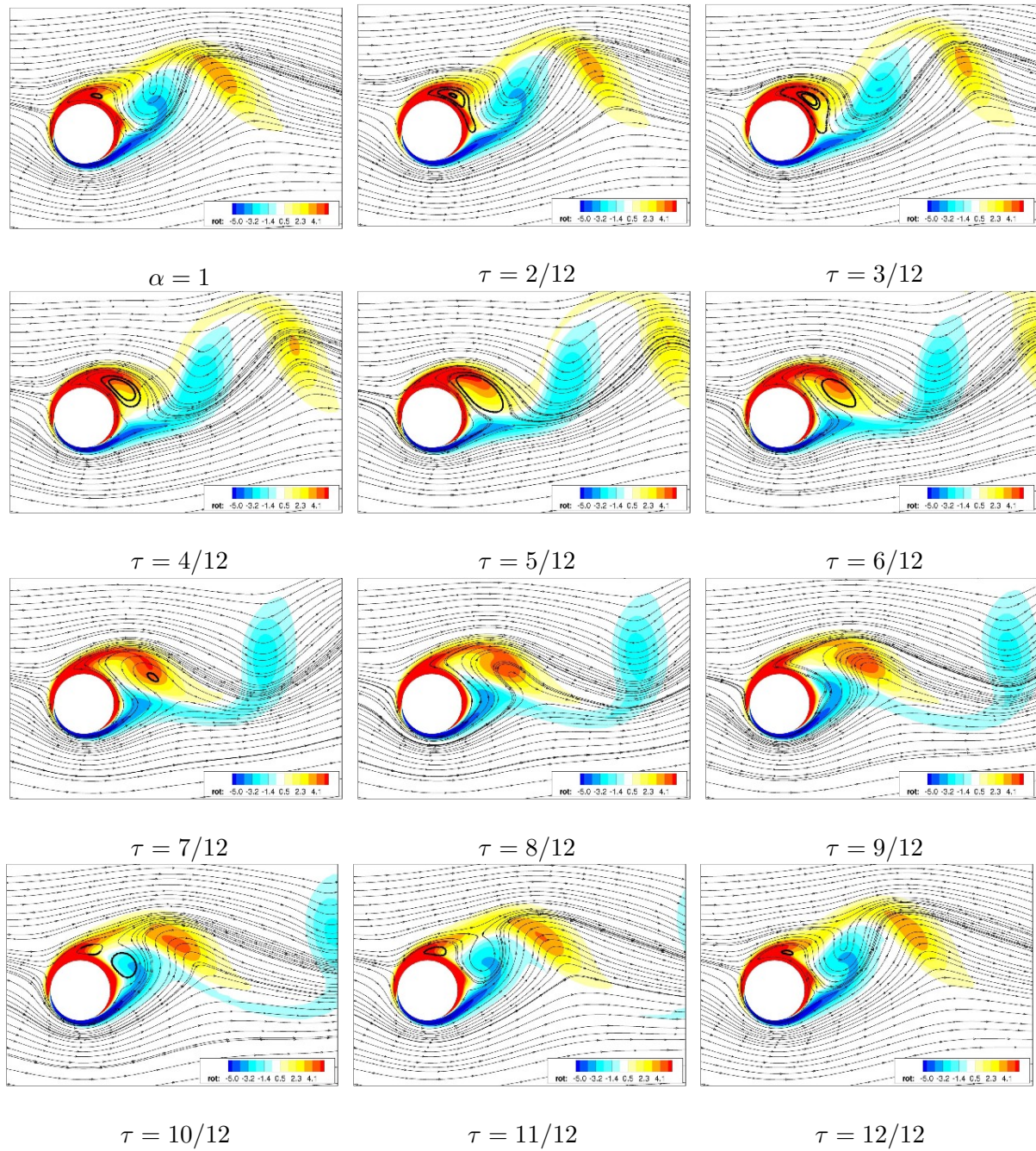


FIG. 4.13 – Evolution du champ de vorticité et des lignes de courant pour une vitesse de rotation réduite de 1.5 et un nombre de Reynolds de 200

vitesse de l'écoulement, l'énergie cinétique ainsi introduite a pour effet de limiter les effets du gradient de pression adverse et lorsque la vitesse de rotation est suffisante, empêche l'apparition du décollement. Le tourbillon restant n'a plus de raison d'être déstabilisé et l'écoulement devient ainsi stationnaire.

4.4.2 Premier régime stationnaire

Alors que la vitesse de rotation est supérieure à 2 et que l'écoulement est dorénavant stationnaire, on observe la présence d'un tourbillon attaché sur la partie arrière supérieure du cylindre dont la circulation est dans le sens opposé à celle du cylindre. Le coefficient de traînée continue à diminuer tandis que le coefficient de portance continue à croître en valeur absolue. Lors de ce régime, l'angle du point selle augmente, restant inférieur à 90° , par ailleurs, l'angle du second point selle situé en aval du tourbillon attaché, tend quant à lui à diminuer induisant une réduction de la taille de ce tourbillon. Une augmentation suffisante de la vitesse de rotation provoquera alors la disparition de ce tourbillon et la bifurcation vers un second régime stationnaire (pour une vitesse de rotation de l'ordre de 3.5).

Second régime stationnaire

Pour une vitesse de rotation comprise entre environ 3.5 et 4.35, on observe le développement d'un second régime écoulement stationnaire. Les deux points selles du régime précédent ont alors fusionné induisant la disparition du tourbillon dans le sillage observé lors du premier régime stationnaire. L'unique point selle observé tend toujours à s'éloigner de la paroi du cylindre à mesure que la vitesse de rotation augmente et l'angle formé par ce point selle est dorénavant supérieur à 90° avec une tendance à diminuer. On observe enfin toujours une diminution monotone ainsi qu'une augmentation monotone des coefficients de traînée et de portance.

Second régime instationnaire

Pour une vitesse de rotation comprise entre 4.35 et 4.87, on observe le développement d'une seconde instabilité bien plus basse fréquence que celle observée dans le premier régime de l'écoulement. Le lâcher tourbillonnaire est alors de forte amplitude et les tourbillons sont corotatifs. Le nombre de Strouhal est maintenant fortement dépendant de la vitesse de rotation, la période du phénomène étant de plus en plus basse fréquence à mesure que la vitesse de rotation augmente. L'évolution du coefficient de traînée moyen montre une discontinuité au passage du seuil de développement de cette instabilité et continue à diminuer. La figure 4.14 montre l'évolution des lignes de courant et du champ de vorticité pour différents instants d'une période.

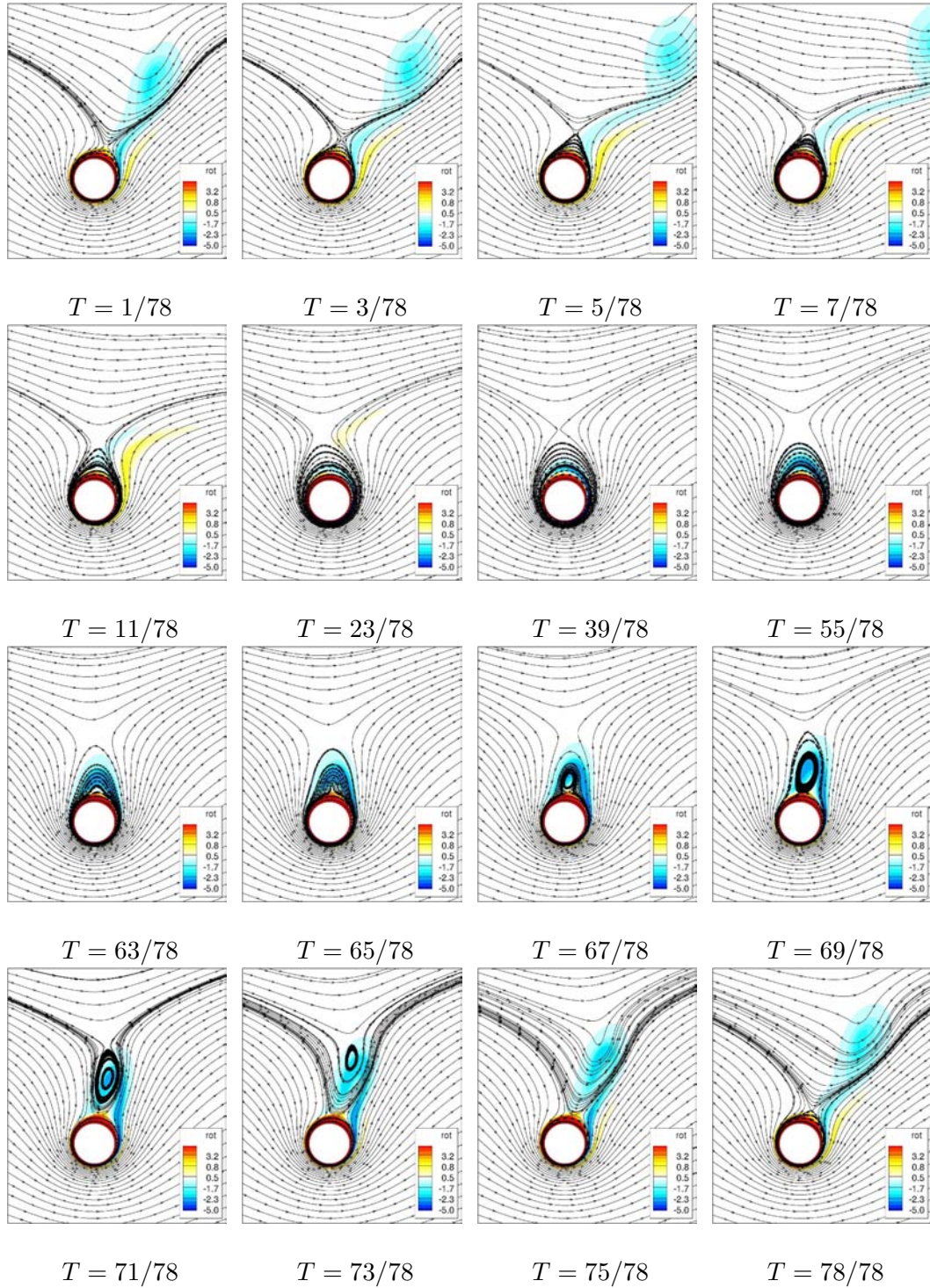


FIG. 4.14 – Evolution des lignes de courant et du champ de vorticité sur une période

4.4.3 Troisième régime stationnaire

Pour des vitesses de rotation supérieures à 4.87, l'écoulement redevient stationnaire, les coefficients de traînée et de portance croissent linéairement et tendent asymptotiquement vers la théorie fluide potentiel. On observe cependant une discontinuité dans l'évolution du coefficient de portance moyen au passage du seuil entre le second régime instationnaire et le troisième régime stationnaire.

4.5 Evaluation du seuil de fin du premier régime instationnaire en fonction du nombre de Reynolds

Les sections précédentes ont proposé une explication pour la disparition de l'instabilité de Von Karman avec l'augmentation de la vitesse de rotation. Cette disparition pourrait être due à une injection d'énergie cinétique dans la couche limite qui, dans la partie inférieure du cylindre contrebalancerait les effets du gradient de pression adverse, limitant le décollement à la partie supérieure du cylindre dans le cadre d'une rotation antihoraire. Une comparaison de l'évolution de la vitesse de rotation réduite critique α_c en fonction du nombre de Reynolds n'apparaît alors pas nécessairement la plus pertinente pour confirmer cette hypothèse.

Il apparaît au contraire plus pertinent de comparer la vitesse de l'écoulement à l'infini amont à la vitesse tangentielle au cylindre nécessaire à la disparition de l'allée tourbillonnaire. En adimensionnant la vitesse tangentielle du cylindre par les paramètres de l'écoulement, on obtient le nombre sans dimension $\Gamma = \frac{\omega R D}{\nu}$ correspondant à un rapport des forces d'advection créées par la rotation du cylindre et des forces visqueuses.

Le seuil de rotation critique Γ_c a alors été évalué pour des nombres de Reynolds compris entre 100 et 400 par dichotomie sur un démarrage impulsif du cylindre.

La figure 4.15 montre l'évolution du nombre Γ précité en fonction du nombre de Reynolds. L'évolution linéaire confirme l'hypothèse formulée précédemment, montrant que l'augmentation des forces d'advection liées à l'écoulement amont entraîne une augmentation des forces d'advection introduites par la rotation du cylindre nécessaires à la suppression de l'allée de Von Karman.

4.6 Conclusion

La mise en rotation d'une géométrie simple telle qu'un cylindre dans un écoulement a des effets drastiques sur ce dernier. En effet, pour des nombres de Reynolds modérés, on constate une augmentation du coefficient de portance, par rapport à un cas de cylindre statique, due à l'effet Magnus ainsi qu'une réduction du coefficient de traînée due à une réorganisation du champ de pression autour du cylindre.

Nous avons montré que cette réorganisation du champ de pression a un impact important sur la sensibilité du calcul aux dimensions du maillage. Par conséquent les maillages à utiliser sont de bien plus grande dimension que dans le cas d'un cylindre fixe. De plus, il est à noter que si les dimensions du maillage ont un tel impact, on peut raisonnablement

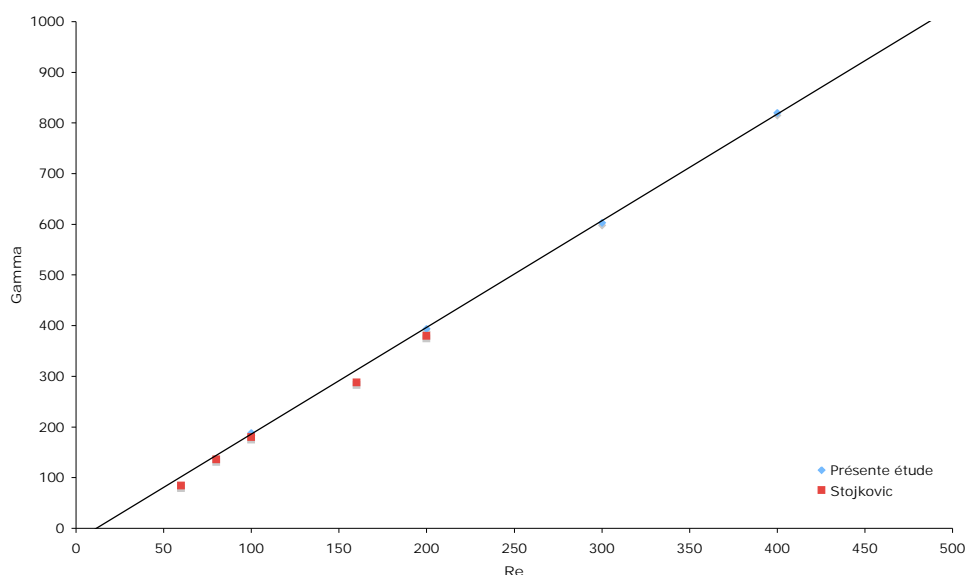


FIG. 4.15 – Variation du Γ critique de fin de l'instabilité de Von Karman en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison entre la présente étude et celle de Stojkovic

supposer que le schéma numérique ainsi que l'ordre de précision du calcul auront également un impact important, expliquant une disparité entre les différentes études pour les vitesses de rotation élevées.

Par suite, les quatre régimes de rotation décrits dans la littérature ont été mis en évidence pour un nombre de Reynolds de 200. Nous nous sommes alors attachés pour des nombres de Reynolds compris entre 100 et 400 à mettre en évidence le seuil de disparition de l'instabilité de Von Karman. Une hypothèse reposant sur un apport d'énergie cinétique dans la couche limite, contrebalançant alors les effets du gradient de pression adverse, empêchant ainsi le décollement et la déstabilisation de l'écoulement a été formulée. Cette hypothèse est confirmée par l'évolution linéaire des forces d'advection de rotation seuil en fonction des forces d'advection de l'écoulement amont.

La suite de cette étude nécessiterait d'identifier précisément l'ensemble des seuils d'instabilité pour différents nombres de Reynolds. Une étude tridimensionnelle apporterait beaucoup à cette étude. En effet, [72] montre que pour de forts taux de rotation, l'écoulement stationnaire dans le cadre d'une résolution bidimensionnelle s'est montré instationnaire dans le contexte tridimensionnel.

Une base de données expérimentale permettrait de comparer les différentes études numériques produites jusqu'à présent. L'effet du choix du maillage ou encore vraisemblablement du schéma numérique sur le coefficient de traînée implique qu'il est difficile d'évaluer l'erreur obtenue sur les coefficients globaux pour des taux de rotation élevés.

Enfin, dans le cadre d'une application à la modélisation d'une éolienne il conviendra de porter une attention particulière aux dimensions du maillage de manière à éviter un effet de confinement dû à la rotation sur le calcul.

Chapitre 5

Simulation numérique et modélisation d'un écoulement turbulent fortement décollé et 3D : le corps d'Ahmed

5.1 Introduction

Un chapitre précédent a présenté les approches de modélisation mises en place dans cette étude. Ces méthodes sont essentiellement adaptées à la prédiction d'écoulements instationnaires décollés. Cependant, la complexité des phénomènes physiques mis en jeu lors d'une période de rotation d'une éolienne de type Darrieus interdit de simuler directement cet écoulement sans avoir auparavant évalué les limites des méthodes mises en place sur une géométrie statique. A ce titre, le corps de Ahmed avec un angle de lunette à 25° autorise l'étude d'un écoulement instationnaire, décollé et fortement tridimensionnel. Il est connu depuis longtemps que la forme d'un obstacle placé près du sol détermine son comportement aérodynamique. Une amélioration des propriétés aérodynamiques par modification de la forme de cet obstacle requiert alors une compréhension poussée des phénomènes turbulents mis en jeu dans l'écoulement.

Dans le cadre de l'aérodynamique automobile, les méthodes expérimentales ont par le passé principalement été mises en place compte tenu de l'incapacité des méthodes CFD à produire des résultats fiables sur des écoulements décollés et instationnaires. Au lieu d'utiliser des maquettes de véhicules réels, les études se focalisent sur des géométries simplifiées de manière à décorréliser les phénomènes physiques intervenant dans l'écoulement. La principale de ces géométries simplifiées est le corps d'AHMED issue de l'étude pionnière de [1] dont l'objectif était de montrer l'influence de l'angle de la lunette arrière du véhicule sur la topologie de l'écoulement.

Le corps d'Ahmed est une géométrie quasi rectangulaire dont la partie frontale est légèrement arrondie et dont l'arrière possède un angle de manière à simuler la lunette arrière d'un véhicule. La figure 5.1 schématise la géométrie.

Un aspect important concernant le corps d'Ahmed est que la topologie de l'écoulement est principalement gouvernée par l'angle que réalise la lunette arrière avec l'horizontale. Par ailleurs, il convient d'ajouter que les topologies observées sont identiques pour un angle de 0° et pour un angle de 90° (figure 5.2).

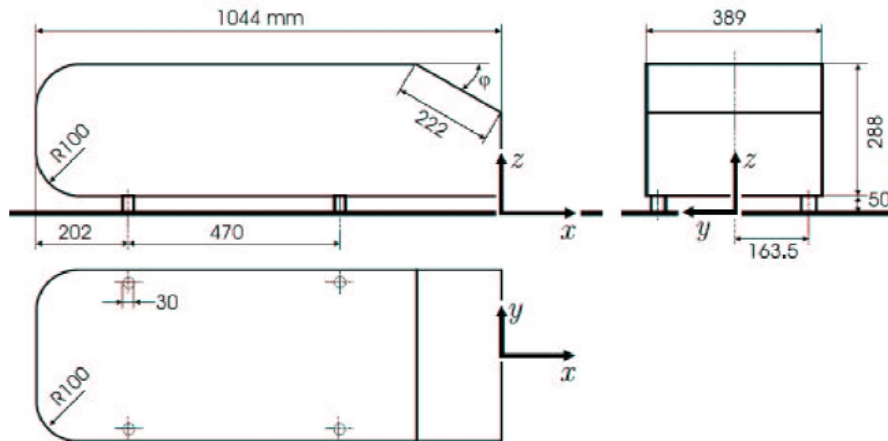


FIG. 5.1 – Schéma technique du corps de Ahmed

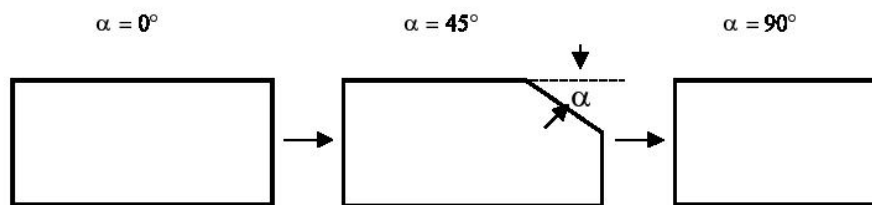


FIG. 5.2 – Modification de la géométrie en fonction de l'angle de la lunette

Les coefficients globaux de traînée et de portance étant essentiellement dépendant de la topologie de l'écoulement sur la partie arrière du corps, ces coefficients doivent alors être quasiment identiques pour des angles de lunette de 0° et 90° . La figure 5.3 montre la variation du coefficient de traînée en fonction de l'angle de la lunette.

En démarrant d'un angle de 0° , l'écoulement en aval du corps est complètement détaché. Pour cette configuration le corps a une portance très faible, l'écoulement étant très peu dévié. Avec l'augmentation de l'angle de lunette, l'écoulement suit cette dernière, induisant une augmentation de la portance. Cet effet peut être comparé à celui d'un profil d'aile à incidence fixe doté d'un volet dont on augmenterait l'incidence. Résultant également de l'augmentation de l'angle, une paire de tourbillons longitudinaux, centrés sur les deux arêtes latérales de la lunette, se développe (figure 5.4). Ces deux tourbillons croissent en intensité avec l'augmentation de l'angle de lunette induisant une augmentation de la traînée de pression.

Pour un angle inférieur à l'angle critique de 30° , on observe un écoulement qui suit la lunette arrière du corps ; cependant pour des angles assez importants, on observe la formation d'un bulbe de décollement se développant sur la partie centrale de la lunette (figure 5.4).

Pour un angle de lunette de l'ordre de 30° , on observe un changement radical de topologie de l'écoulement. Le bulbe de décollement contamine l'ensemble de la lunette, l'écoulement ne pouvant plus réattacher est alors massivement décollé sur l'ensemble de la lunette. Les deux tourbillons longitudinaux sont alors significativement affaiblis (figure

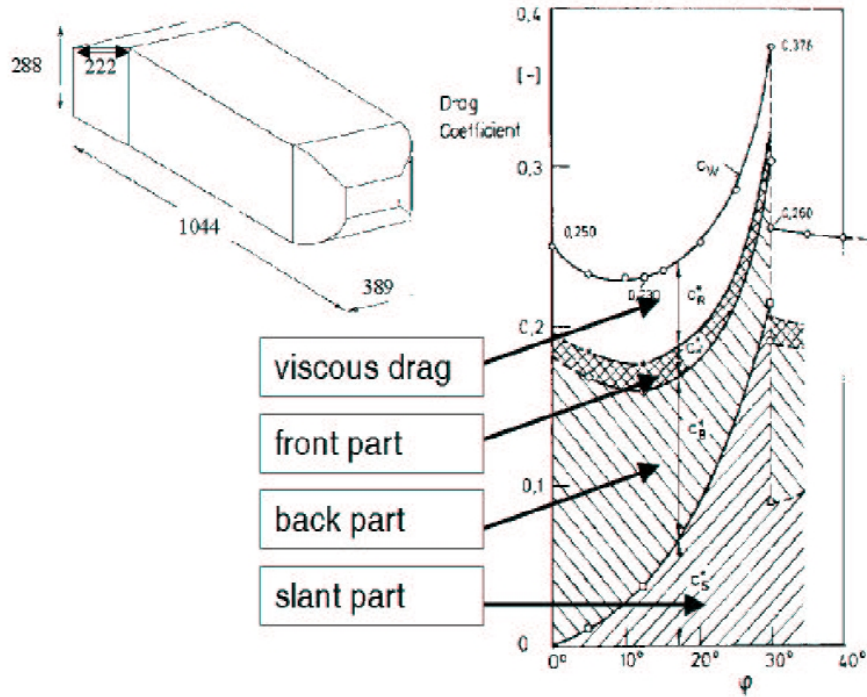


FIG. 5.3 – Traînée du corps d’Ahmed en fonction de l’angle de la lunette. Les contributions de la traînée visqueuse ainsi que les contributions de la traînée de pression due à l’avant, à l’arrière et à la lunette sont représentées. Menter, 2005 d’après Ahmed, 1984

5.4). Par ailleurs, on observe une chute des coefficients de traînée et de portance.

De nombreuses études expérimentales ont fait suite à celle de Ahmed sur la même géométrie dont en particulier celle de [62] qui est devenue référence en Europe, servant de cas test à divers programmes européens tels que ERCOFTAC, FLOMANIA ou encore DESIDER. Lienhardt étudie de manière relativement exhaustive au moyen de diverses méthodes métrologiques telles que la vélocimétrie par imagerie de particule, la vélocimétrie laser doppler, l’écoulement dans la couche limite du corps de Ahmed mais également dans son sillage pour diverses configurations de 0° à 40° d’angle de lunette. Le corps est monté sur 4 pieds de 30mm de diamètre de manière à être placé à 50mm au dessus du sol. La section de test était de $1.87 \times 1.4 m^2$ et l’étude a été menée dans une veine 3/4 ouverte avec un coefficient de blocage de 4%. Les dimensions du corps sont données par la figure 5.1 et la vitesse en entrée est de $40 m.s^{-1}$ donnant un nombre de Reynolds en entrée basé sur la hauteur du corps de 768000. Les configurations choisies pour l’étude du corps d’ahmed sont les géométries à 25° et 35° d’angle de lunette

Les diverses études numériques menées ayant pris pour référence l’expérience de Lienhardt ont montré que si les approches de type URANS sont efficaces dans la configuration 35° , elles ne sont pas capables de prédire correctement la topologie de l’écoulement dans le cas 25° . Le 10e workshop ERCOFTAC ([68]) a permis de classer les modèles en deux catégories.

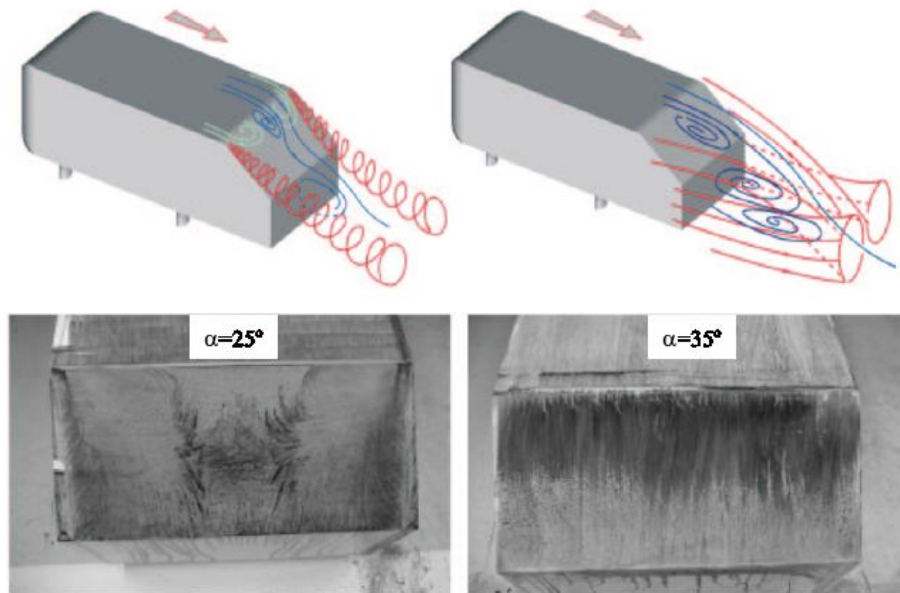


FIG. 5.4 – Schéma de la topologie de l'écoulement observée et lignes de frottement pariétales pour les angles de 25° (à gauche) et 35° (à droite). Lienhardt, 2000

- **Les modèles prédisant une topologie d'écoulement prédécrochage correcte.** Ces modèles sont essentiellement des modèles RANS peu optimisés pour des écoulements instationnaires détachés. La topologie de l'écoulement est correctement prédite pour de mauvaises raisons, ces modèles étant incapables de capturer correctement le gradient de pression adverse responsable du bulbe de décollement.
- **Les modèles prédisant une topologie d'écoulement post décrochage incorrecte.** Ces modèles sont le plus souvent des modèles URANS optimisés pour des écoulements instationnaires détachés différents du corps d'A Ahmed. Ces modèles manquent le réattachement et produisent alors une topologie d'écoulement erronée.

Par ailleurs, le programme européen DESider a mis en évidence que les approches hybrides montraient les mêmes lacunes que les approches URANS concernant la prédiction du décollement en aval de l'arête de la lunette arrière (figure 5.5). A notre connaissance, seules trois études ont été en mesure de fournir des résultats correspondant à la topologie observée expérimentalement : [58], utilisent une approche LES et un maillage de 16.8 millions de points mais réduisent le nombre de Reynolds à 200000 au lieu de 768000 expérimentalement. [51] utilisent une approche LES avec loi de paroi sur une grille de 70 millions de points mais du fait du manque de performance des LES avec loi de paroi en cas de gradient de pression adverse, la géométrie est modifiée en arrondissant l'attaque de la lunette de manière à ne plus avoir une arête saillante. Enfin, [47] utilise une approche LES sur une grille de 18.5 millions de points. A noter que les résultats obtenus par Hinterberger et Hoessler tendent à surestimer la taille du bulbe de décollement même si la topologie obtenue est correcte. Il est important d'ajouter que compte tenu du nombre de Reynolds élevé, une approche purement LES est impossible et ces trois études utilisent soit une loi de paroi soit une loi de damping de la partie modélisée en proche paroi de manière à

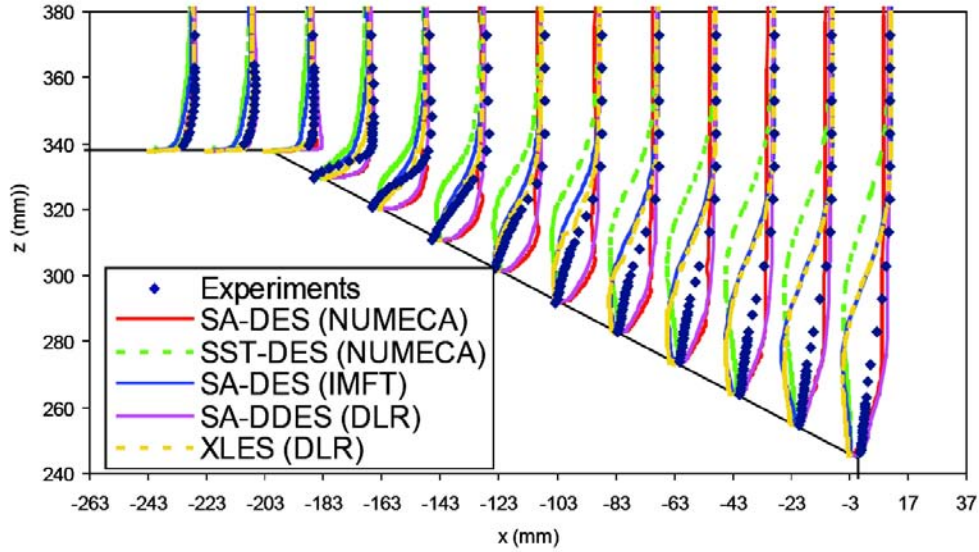


FIG. 5.5 – Profils de vitesse longitudinaux obtenus sur le corp de Ahmed lors du programme européen DESider

limiter le nombre de mailles requises pour effectuer le calcul.

5.2 Configuration numérique de l'étude

L'étude menée se basant sur l'expérience de Lienhardt et al, 2000, les dimensions du corps utilisé sont donc les suivantes : la longueur est de 1044mm, la largeur de 389mm et la hauteur de 288mm. Le nombre de Reynolds est de 768000 basé sur la hauteur du corps d'A Ahmed, ce qui permet de faire l'approximation d'un couche limite turbulente sur l'ensemble de la géométrie. L'étude sera menée en utilisant des approches DES, DDES et OES dans le cas 25°. Ces approches sont décrites dans le chapitre précédent de cette étude.

Le maillage utilisé a été fourni par Chalmers dans le cadre du programme européen DESIDER (DES for industrial aerodynamics). Ce maillage initialement créé pour une LES à Reynolds=200000, possède 78 blocs pour 3.6 millions de noeuds. Le maillage est de topologie O en proche paroi de manière à s'assurer une bonne orthogonalité des mailles et de topologie C au delà. Les dimensions du maillages sont similaires à celles de la veine de test de Lienhardt et on a alors 7.3 hauteurs en amont de la géométrie, 21 hauteurs dans le sillage. La largeur du maillage vaut 6.493 hauteurs quand sa hauteur vaut 4.861 hauteurs. Les figures 5.6 et 5.7 montrent une vue d'une demi-géométrie.

Le solveur NSMB a ici été utilisé avec un schéma spatial centré d'ordre 4 et un schéma implicite à l'ordre 2 utilisant un pas de temps dual. Le pas de temps utilisé est adaptatif et fonction d'une condition CFL constante à 3, cependant, rapidement, les pas de temps convergent vers une valeur de 5.10^{-2}

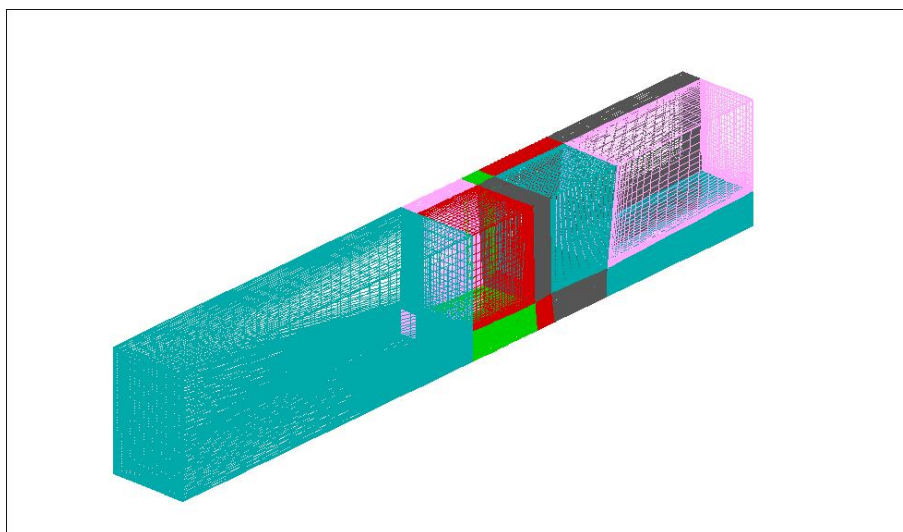


FIG. 5.6 – *Vue éloignée du maillage utilisé*

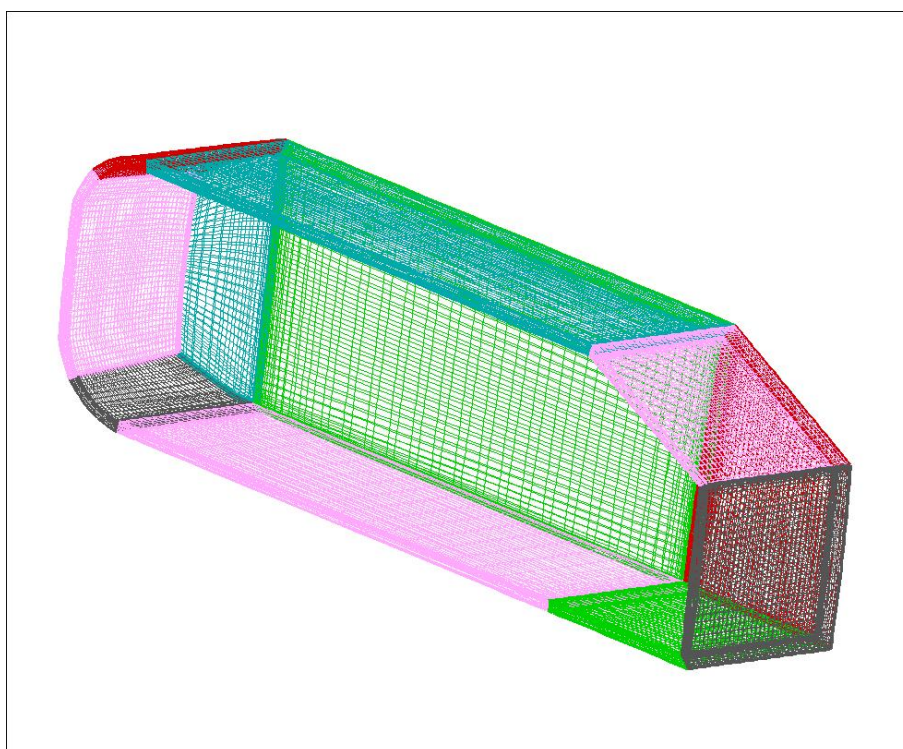


FIG. 5.7 – *Vue rapprochée du maillage utilisé*

5.3 Résultats obtenus sur le cas test à 25° d'angle de lunette

Les trois modèles testés ont fourni une topologie d'écoulement comparable. Cette dernière sera décrite dans la sous-section suivante et illustrée à l'aide des résultats obtenus.

5.3.1 Description de la topologie de l'écoulement observée

Contrairement à ce qui a été observé par Krajnovic et al, l'écoulement dévié par la face avant du corps reste attaché à la paroi et ne présente aucune zone de recirculation. Le débit sous la face inférieure du corps étant diminué du fait de la présence proche du sol et de l'importance des frottements pariétaux, l'écoulement est évacué par les côtés du corps occasionnant la création de deux tourbillons longitudinaux sur les arêtes inférieures de la géométrie. On observe ces tourbillons assez nettement sur la figure 5.8 ainsi que sur les vignettes X=-303mm et X=-243mm de la figure 5.11.

Au-dessus de la lunette arrière et dans le plan médian longitudinal, on observe un écoulement décollé avec une zone de recirculation s'étendant à l'ensemble de la lunette. Sur les deux arêtes latérales, deux tourbillons longitudinaux se forment et gagnent en intensité ainsi qu'en extension au fur et à mesure que l'on avance sur la lunette. Ces deux tourbillons longitudinaux ont pour effet de provoquer un recollement de l'écoulement au voisinage des deux arêtes. Cette topologie se classe dans la description de Menter, 2005 comme prédécrochage du fait de l'intensité des tourbillons longitudinaux et de la faible extension latérale de la zone de recirculation de la lunette malgré l'extension longitudinale de cette zone de recirculation correspondant plus à une topologie post-décrochage.

Dans le sillage proche du corps, on observe une zone de recirculation de forme torique que l'on observe nettement sur la figure 5.10. Sur les bords de cette zone de recirculation formée après le décollement de l'écoulement en aval du corps, les tourbillons longitudinaux formés sur la partie inférieure du corps et sur la lunette fusionnent pour donner naissance à deux tourbillons longitudinaux contrarotatifs qui se diffusent progressivement dans l'écoulement (figure 5.12 et 5.8).

5.3.2 Confrontation des modèles testés avec l'expérience de Lienhardt et al

Dans cette section, nous comparerons les profils obtenus dans le plan médian longitudinal sur les vitesses horizontales et verticales. Les profils obtenus sur la lunette seront reportés dans les figures 5.13 pour les vitesses horizontales et 5.14 pour les vitesses verticales et les profils obtenus dans le sillage du corps dans les figures 5.15 et 5.16 pour respectivement les vitesses horizontales et verticales.

Concernant les profils obtenus sur la lunette du corps, on observe que les trois modèles ont un large tendance à surestimer le décollement, aucun des trois n'étant par ailleurs en mesure de prédire le recollement de l'écoulement en aval de l'arête de la lunette. Cependant, il convient d'ajouter que l'approche OES fournit les résultats les plus "fidèles" à l'expérience alors que la DES est la plus éloignée. Les résultats de la DDES sont intermédiaires à ceux fournis par les deux autres approches. Les résultats observés ici pourraient

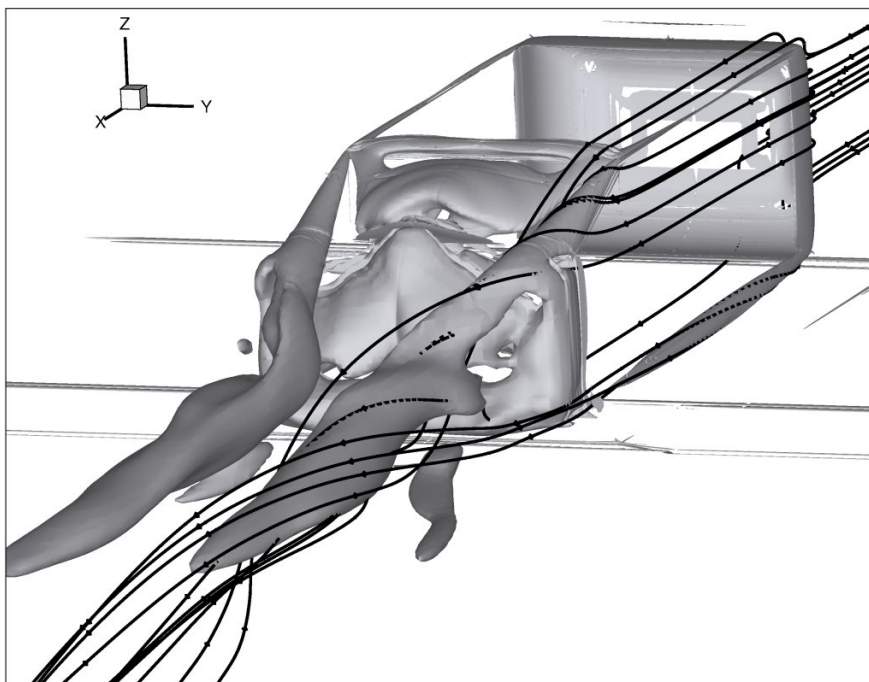


FIG. 5.8 – Isosurfaces de critère Q à 20 et lignes de courant

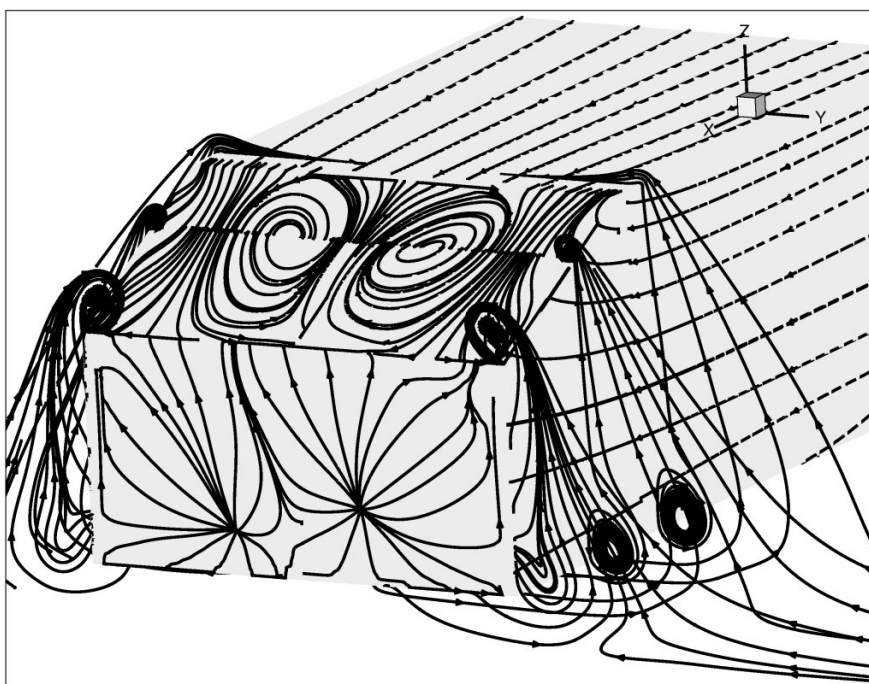


FIG. 5.9 – Lignes de courant

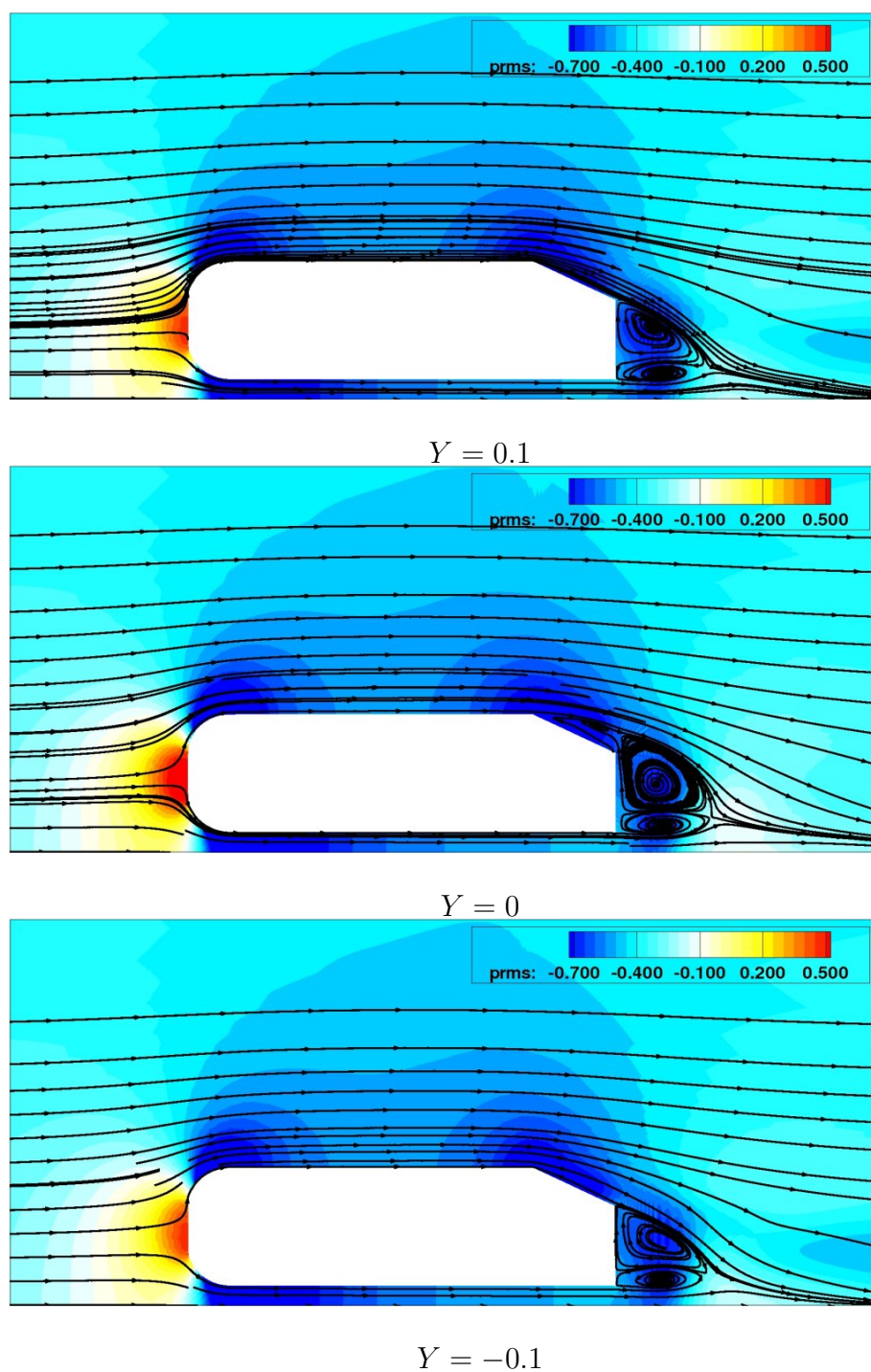


FIG. 5.10 – Isocontours de pression et lignes de courant sur les plans longitudinaux pour différentes valeurs de Y . Le plan médian est à $Y=0$

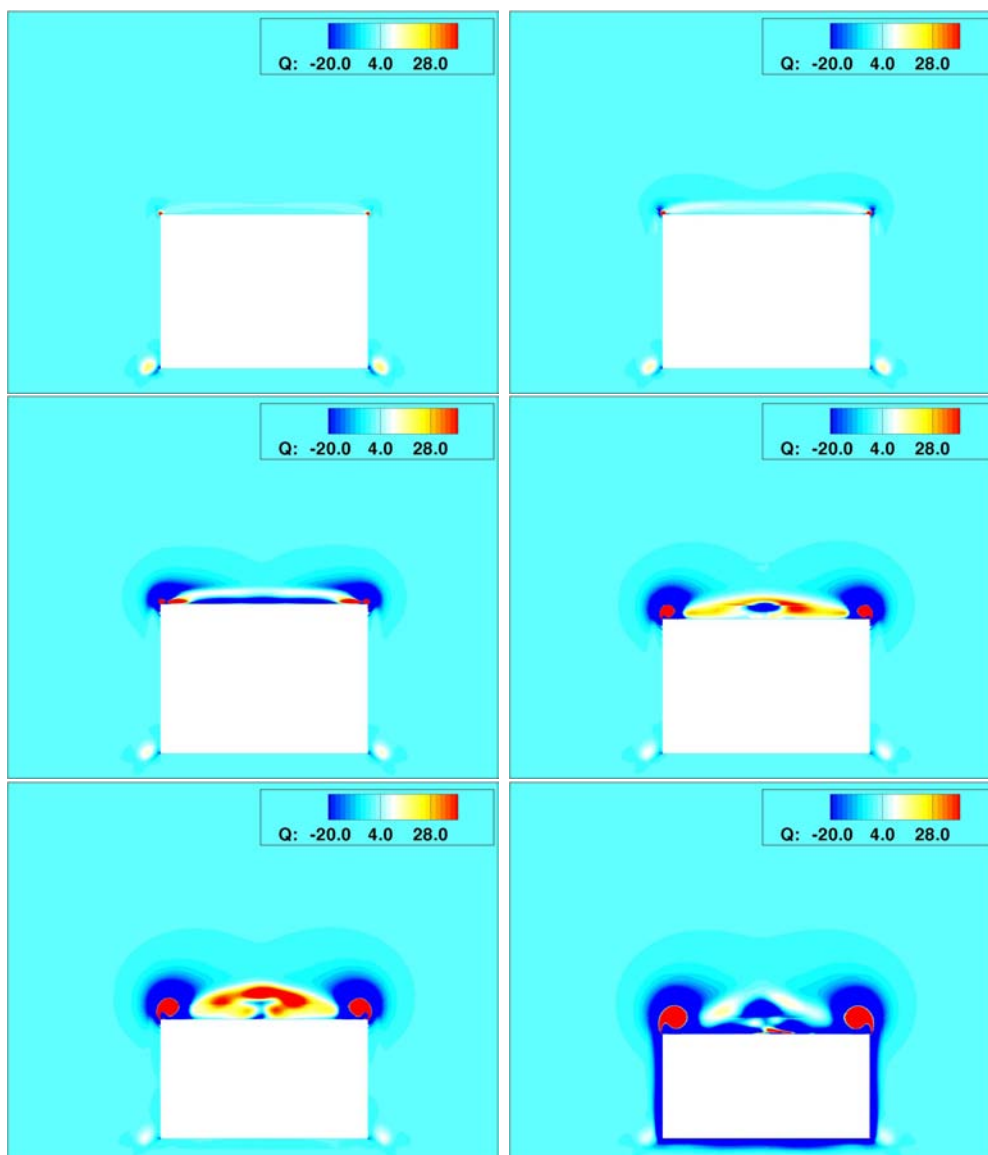


FIG. 5.11 – Isocontours de critère Q sur les plans transverses $X = -303\text{mm}$, $X = -243\text{mm}$, $X = -183\text{mm}$, $X = -123\text{mm}$, $X = -63\text{mm}$ et $X = 3\text{mm}$

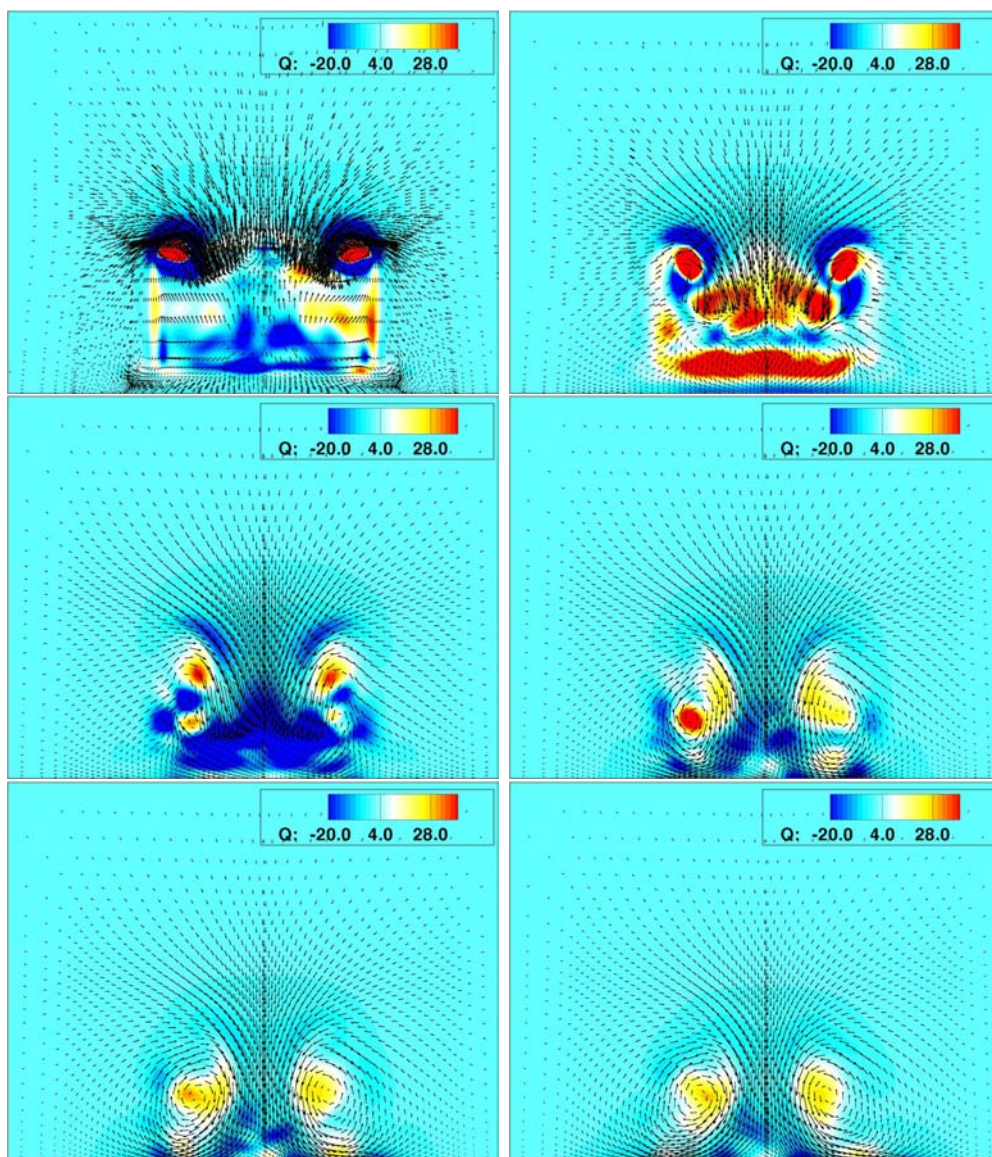


FIG. 5.12 – Isocontours de critère Q et vecteurs vitesses sur les plans transverses $X=38\text{mm}$, $X=138\text{mm}$, $X=238\text{mm}$, $X=338\text{mm}$, $X=438\text{mm}$ et $X=538\text{mm}$

être dus au fait que la lunette étant par définition dans la zone proche paroi, les longueurs caractéristiques utilisées par les approches hybrides sont ici les longueurs URANS. Le modèle Spalart-Allmaras est dans ces conditions moins performant que le $k\varepsilon$ OES car conçu pour des écoulements décollés stationnaires. La différence entre DES et DDES se justifie par la présence d'un décollement induit par le maillage du fait d'un changement trop précoce vers une modélisation LES comme abordé dans le chapitre 2.

Dans le sillage de la géométrie, on observe que les profils se rapprochent progressivement de ceux de l'expérience. La DDES semble se rapprocher plus rapidement que les autres approches alors que l'OES reste la plus éloignée. Une nouvelle fois, les résultats peuvent s'interpréter simplement. En effet, dans le sillage les approches hybrides utilisent les longueurs caractéristiques LES. La LES étant moins dissipative qu'OES, elle est très efficace dans le cadre d'un écoulement turbulent cisailé sans présence de paroi. Le comportement des différentes approches suggère enfin l'utilisation d'une méthode hybride OES/LES de manière à envisager la prédiction du recollement sur la lunette arrière.

5.4 Conclusion

Bien qu'étant une géométrie simple, le corps de Ahmed produit un écoulement d'une réelle complexité. L'aspect réellement tridimensionnel de la géométrie, contrairement par exemple à l'étude d'un profil d'aile en trois dimensions qui correspond au calcul 3D d'une géométrie 2D, produit un écoulement dont les structures tridimensionnelles ne sont pas produites par des instabilités se développant mais au contraire sont induites par la géométrie. L'obtention d'une topologie d'écoulement correcte, conditionnée par la capacité à prédire le décollement sur l'arête de la lunette arrière mais également le recollement légèrement en aval est donc loin d'être triviale même si l'écoulement paraît plus simple qu'un cas de tangage forcé.

Dans ces conditions, et compte tenu de la difficulté d'obtenir une prédiction correcte de cet écoulement, les résultats obtenus sont encourageants. On note une supériorité des approches hybrides dans la prédiction du sillage lointain par rapport aux méthodes statistiques. Cette supériorité s'explique par le fait que loin des parois, les approches hybrides emploient une modélisation "type LES" qui est très performante dans le cadre d'un écoulement libre. Cependant on constate aussi une supériorité des méthodes OES dans la prédiction de l'écoulement sur la lunette arrière. Ces conclusions sont confirmées par celles apportées par le programme européen DESider qui a montré une grande sensibilité des résultats obtenus au modèle statistique pour la résolution de la zone en proche paroi. Le couplage d'une approche LES dans le sillage avec une approche OES en proche paroi paraît très prometteur mais faute de temps n'aura pas pu être mis en place dans cette étude. Cependant, [38] montre que une DES avec un modèle $k - \omega$ Baseline modifié dans le contexte OES a fourni de très bons résultats sur une NACA0021 à 60° d'incidence.

Par la suite, dans le cadre de cette étude, lors des simulations tridimensionnelles, les approches hybrides seront systématiquement utilisées de par la supériorité de l'approche LES dans les zones de sillage lointain. Cependant, du fait de l'aspect purement tridimensionnel de la LES (se répercutant sur les méthodes hybrides) les approches URANS seront

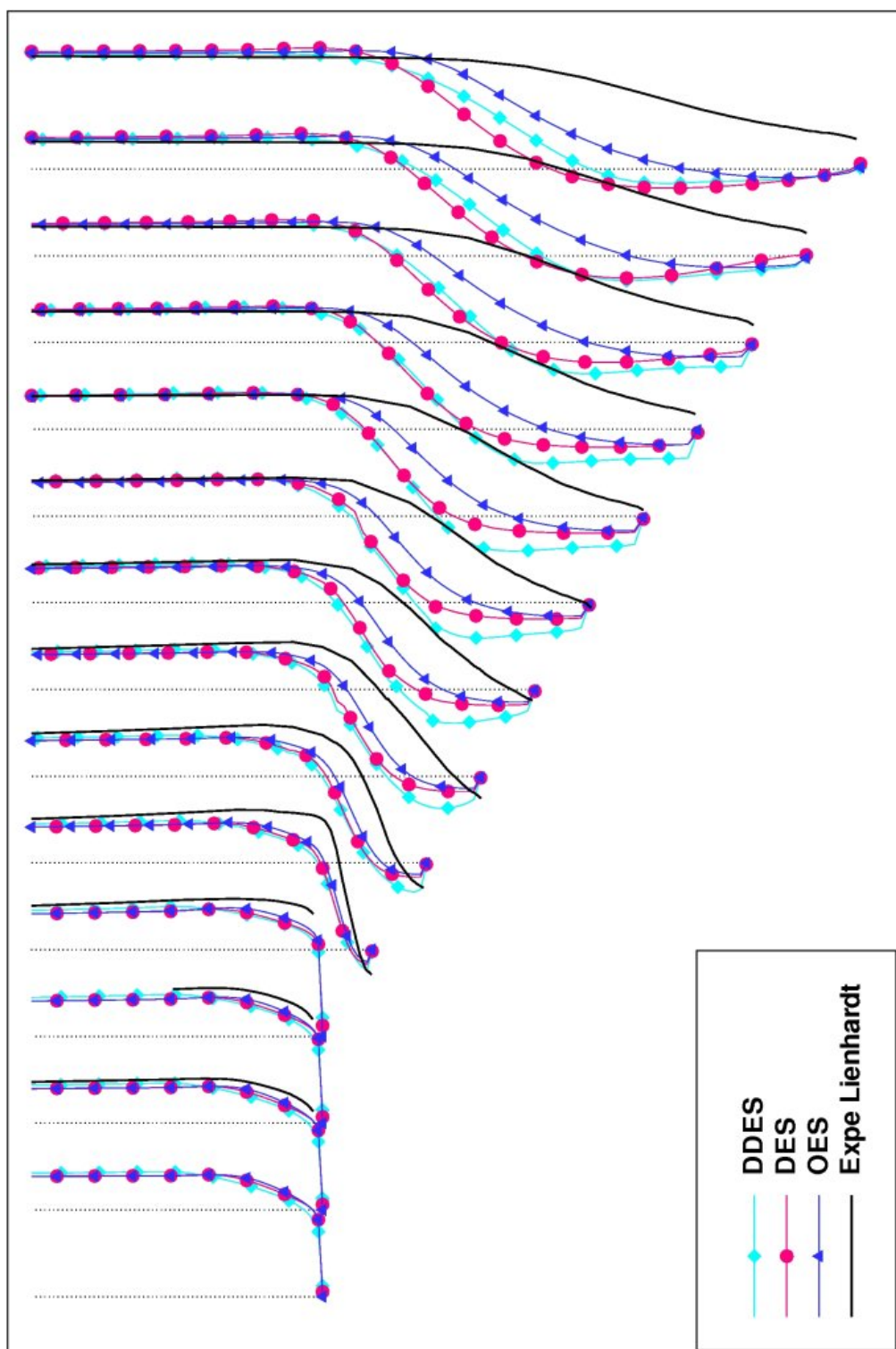


FIG. 5.13 – Comparaison des profils de vitesse longitudinaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt sur la lunette arrière du corps

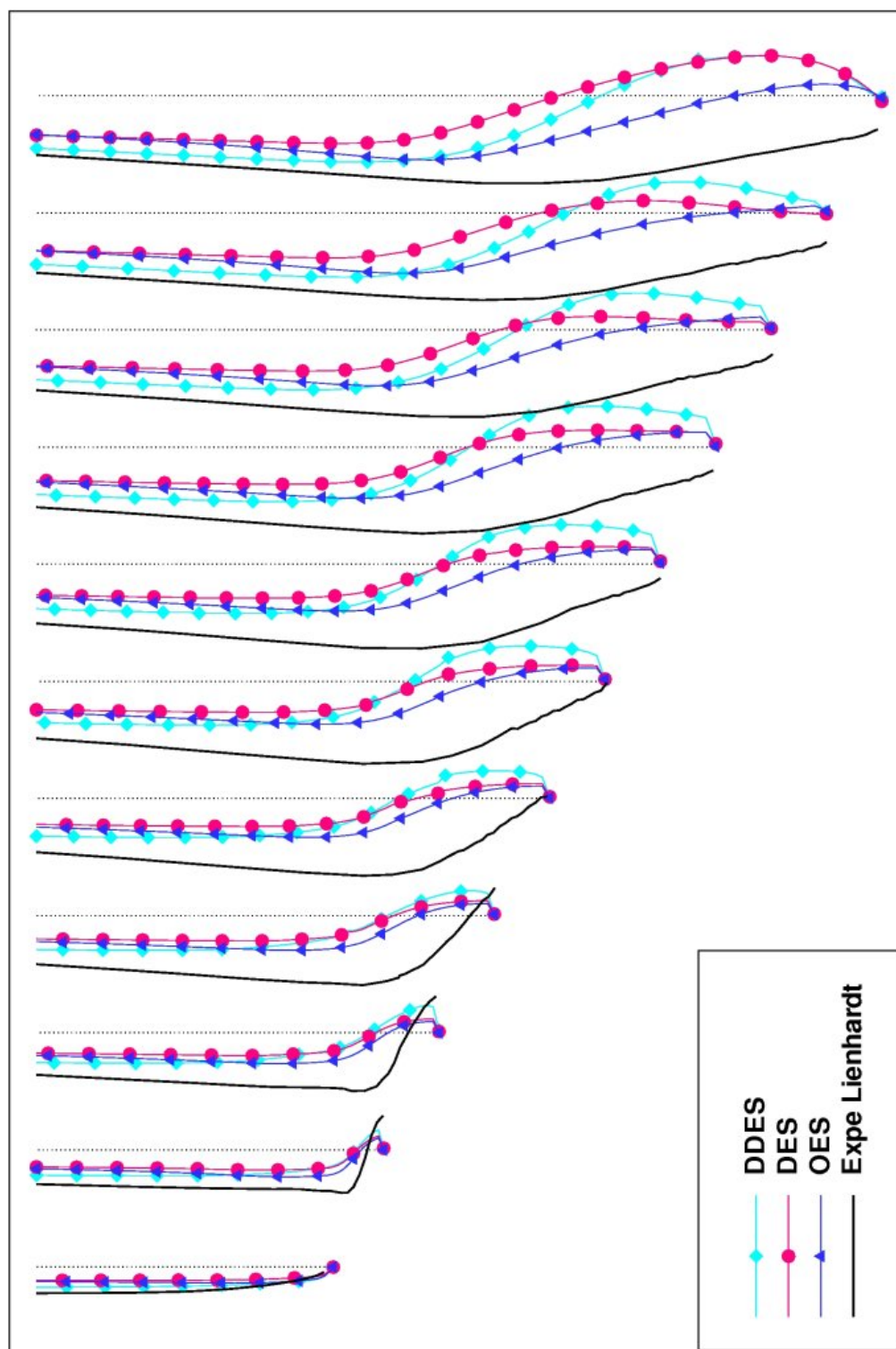


FIG. 5.14 – Comparaison des profils de vitesse verticaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt sur la lunette arrière du corps

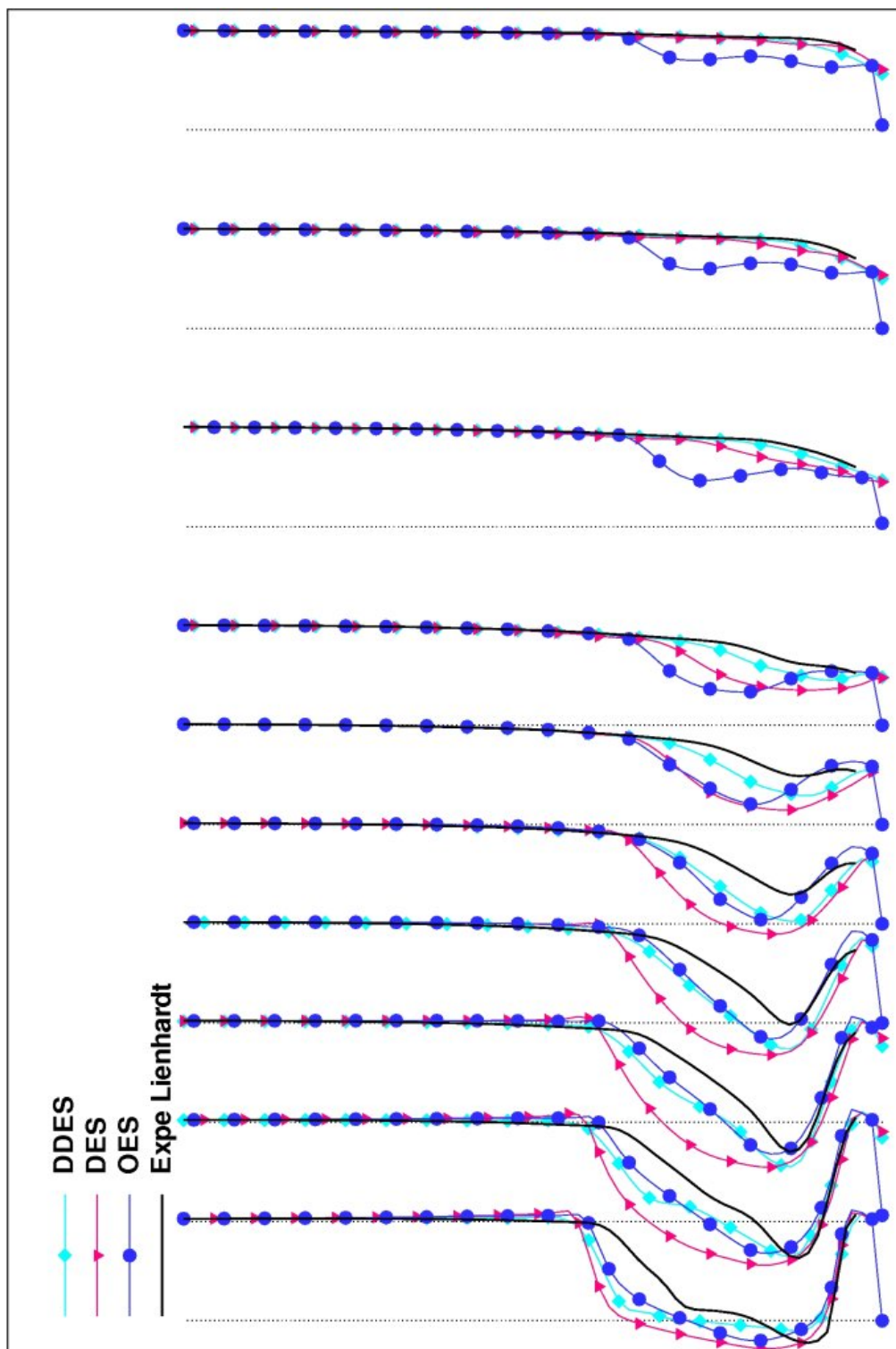


FIG. 5.15 – Comparaison des profils de vitesse longitudinaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt dans le sillage du corps

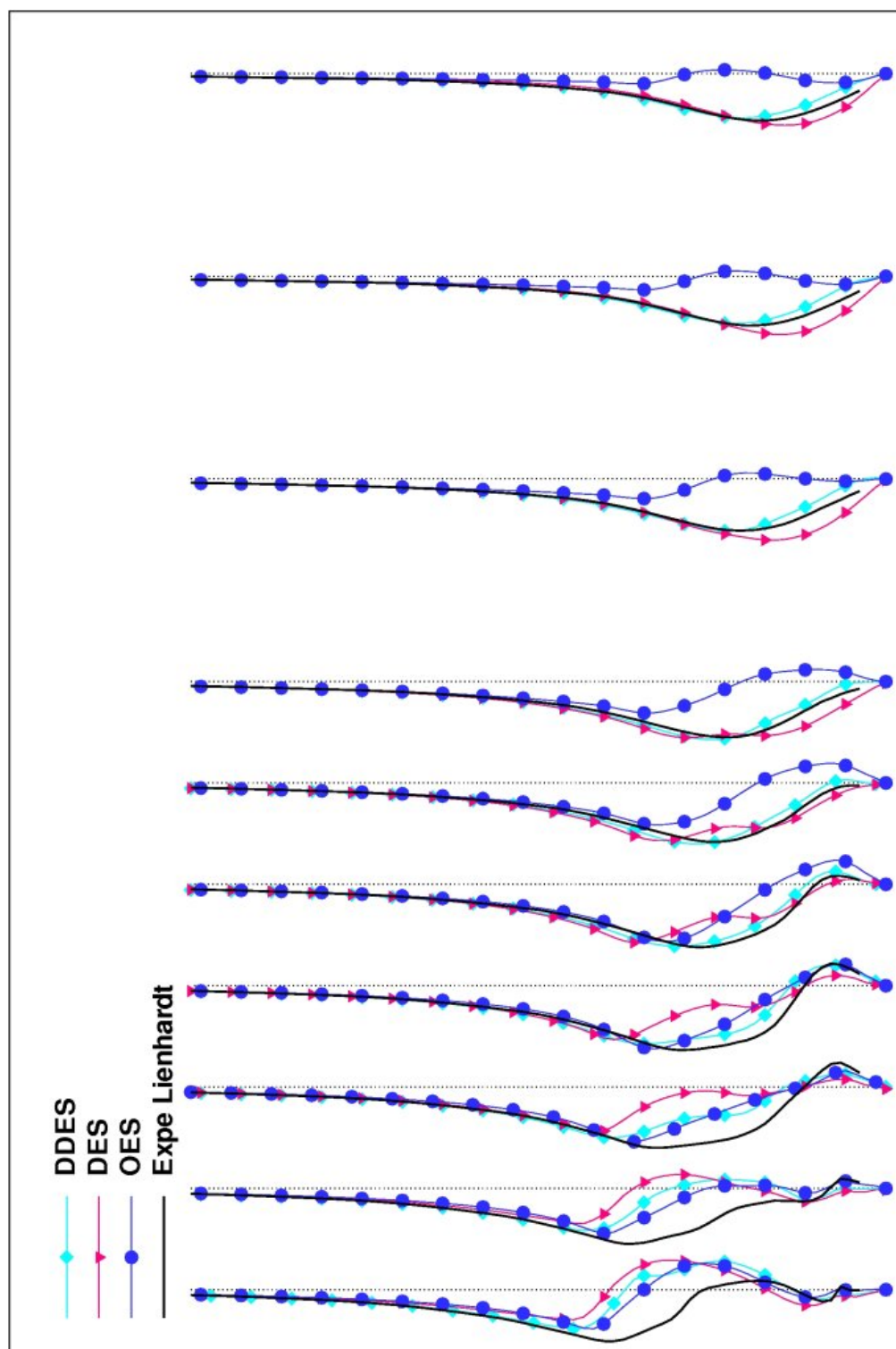


FIG. 5.16 – Comparaison des profils de vitesse verticaux obtenus avec les modèles testés et avec l'expérience de Lienhardt dans le sillage du corps

conservées pour les calculs bidimensionnels.

Chapitre 6

Modélisation de la turbulence pour le décrochage dynamique

6.1 Introduction au décrochage dynamique

Comme évoqué dans l'introduction, la variation de l'angle d'incidence de l'écoulement sur un profil d'aile peut être à l'origine du phénomène de décrochage dynamique. L'intensité de ce phénomène impose aux structures des éoliennes (mais également à d'autres types de rotors tels que ceux des hélicoptères) des contraintes importantes qui sont au final dimensionnantes pour la structure.

D'une manière générale, il est possible de définir le décrochage dynamique tel que le décrochage d'un profil d'aile soumis à des phénomènes instationnaires dus à son propre mouvement ou bien à une variation de l'écoulement amont en direction ou en vitesse.

Ce phénomène apparaît fréquemment dans le cadre d'un profil d'aile subissant un mouvement d'oscillation en tangage pour lequel l'angle d'incidence maximum excède l'angle de décrochage statique du profil. Dans ces conditions, on observe le développement d'un cycle d'hystérésis sur les coefficients de traînée, de portance et sur le moment de tangage. Cette hystérésis illustrée par la figure 6.1 montrant deux profils d'aile au même angle d'incidence est caractéristique d'un retard de phase provoqué par l'oscillation du profil. Dans la figure 6.1 on observe en effet que pour un angle d'incidence de 14° l'écoulement est attaché en phase ascendante et détaché en phase descendante.

Par ailleurs, comme également montré par la figure 6.1 l'angle de décrochage devient alors supérieur à l'angle de décrochage statique. Enfin, l'écoulement autour d'une aile en mouvement de tangage est particulier car les structures cohérentes issues du forçage sont moins tridimensionnelles que les structures cohérentes naturelles observées dans un cas statique. A noter que ces dernières sont également présentes durant la phase de décroissance de l'angle d'incidence durant laquelle le profil est décroché.

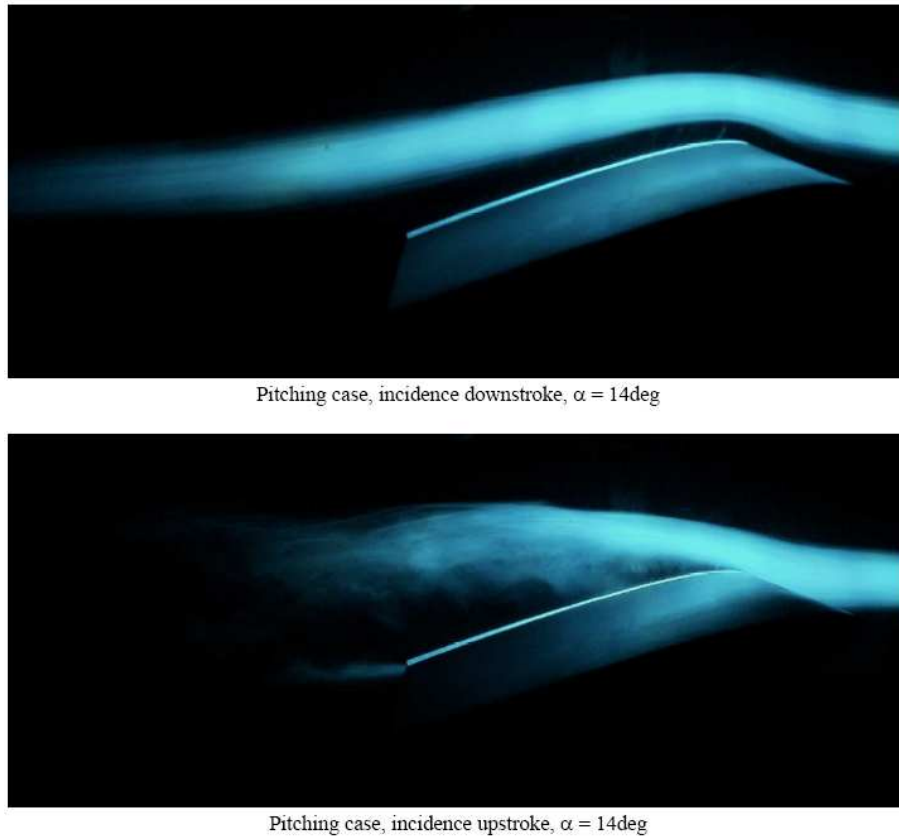


FIG. 6.1 – Aile NACA 0012 en oscillation à 14 degrés d'incidence a) dans le cas où l'incidence est croissante, b) dans le cas où l'incidence est décroissante. A noter que l'angle de 14° est supérieur à l'angle de décrochage dans le cas statique

6.1.1 Exemple d'une première approche sur une éolienne de type Darrieus

De manière à évaluer de manière qualitative l'impact du décrochage dynamique sur le coefficient de puissance fourni par une éolienne Darrieus, nous avons effectué un premier test dans une configuration bidimensionnelle à l'aide d'un modèle simple et pour un nombre de Reynolds modéré.

Configuration numérique

Le nombre de Reynolds amont utilisé pour ces simulations est de 25000. Le nombre de Reynolds effectif subi par l'éolienne évoluera donc entre $\lambda Re - Re$ et $\lambda Re + Re$ où λ représente la vitesse de rotation réduite telle que $\lambda = \frac{\omega R}{U_\infty}$. Les vitesses de rotation réduites étudiées sont comprises entre 1.5 et 3. Des vitesses supérieures n'auront pas été mises en place, l'objectif étant l'étude du décrochage dynamique ; ce dernier se faisant essentiellement ressentir pour de faibles vitesses de rotation. De plus, compte tenu de l'utilisation d'un code compressible et malgré un mach amont faible ($M_\infty = 0.1$) des vitesses de rotation supérieures auraient laissé apparaître des effets de compressibilité lorsque le profil d'aile est à incidence maximale.

Le solveur utilisé est toujours le code NSMB. Le schéma numérique spatial est décalé amont d'ordre 3 et le schéma numérique est un pas de temps dual d'ordre 2. Le modèle de turbulence est le modèle à une équation de Spalart-Allmaras, ce dernier donnant vraisemblablement les meilleurs résultats pour des nombres de Reynolds assez faibles. Le mouvement du maillage est à nouveau assuré par méthode ALE et du fait de la présence d'un rotor et d'un stator dans la géométrie, des interfaces glissantes entre les blocs sont utilisées.

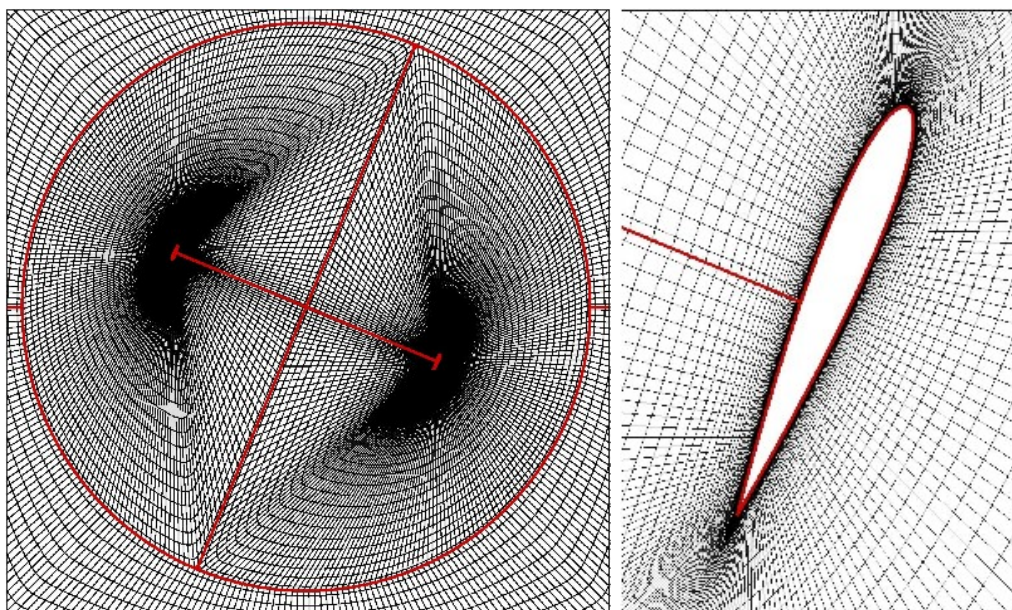


FIG. 6.2 – Visualisation générale, proche paroi et détail du bord de fuite du maillage de type C utilisé

Le maillage utilisé présenté dans la figure 6.7 est constitué de 5 blocs. Les deux profils NACA0012 sont maillés chacun dans un bloc s'inscrivant dans un demi rotor avec une topologie de type O. Chaque bloc possède 230 noeuds dans la direction I et 91 noeuds dans la direction J. Une topologie de type O est utilisée pour la partie du maillage composant le stator ; cette zone, possédant 324 noeuds dans la direction I et 31 noeuds dans la direction J, est divisée en deux blocs. Enfin, un bloc est rajouté dans le sillage en assurant la connectivité avec le stator. Ce bloc possède 41 noeuds dans la direction I et 82 dans la direction J. Le nombre total de mailles est donc de 55266, la finesse en proche paroi est de $\Delta x = 1.10^{-4}$ autorisant des y^+ de l'ordre de 0.1 pour le nombre de Reynolds considéré. Le rayon de l'éolienne est de 10 cordes, donnant une solidité $s = \frac{Nc}{R} = 0.2$ (N représente le nombre de pales, c la corde du profil et R le rayon de l'éolienne) conforme aux valeurs utilisées habituellement dans la littérature. Les dimensions du domaine de calcul sont les suivants : une hauteur de 80 cordes et une longueur de 120 cordes dont 40 en amont du centre de rotation de l'éolienne et 80 en aval. Les points "d'attache" de chaque profil sont placés à mi-corde.

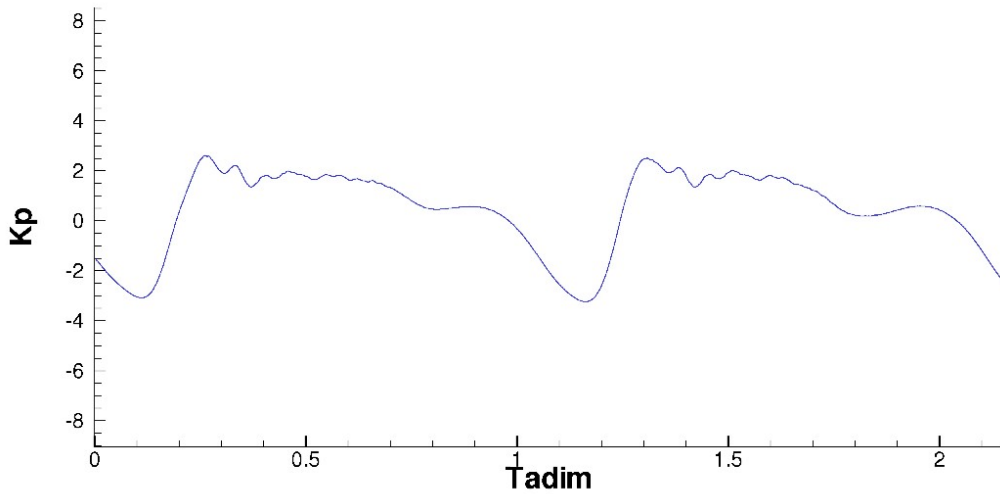


FIG. 6.3 – Evolution du coefficient de puissance de l'éolienne en fonction du temps sur une période du mouvement

Premiers résultats bidimensionnels

La figure 6.3 montre une forte instationnarité du coefficient de puissance. Cette instationnarité est intrinsèque au fonctionnement de l'éolienne Darrieus qui est construite sur le principe de la variation d'incidence. Cependant le signal montre une évolution non linéaire du coefficient de puissance. Cette évolution est représentative de l'apparition du décrochage dynamique ici illustré par la figure 6.4.

L'apparition du décrochage dynamique ayant été mise en évidence pour de faibles taux de rotation sur une éolienne de type Darrieus, nous nous attacherons dans la suite de ce chapitre à comprendre les points clés de la modélisation de ce phénomène. Le cas d'une éolienne de type Darrieus mettant en jeu de nombreux phénomènes physiques et étant peu référencé dans la bibliographie, le problème sera simplifié en considérant deux cas de profils d'aile en mouvement de tangage de forte amplitude pour des nombres de Reynolds de 10^5 et 10^6 .

6.1.2 Paramètres gouvernant l'écoulement

Les paramètres gouvernant l'écoulement sont le nombre de Reynolds $Re = \frac{U_\infty D}{\nu}$, la fréquence d'oscillation ω , l'amplitude de l'oscillation α_{amp} et l'angle moyen d'incidence α_{moy} reliés entre eux à travers une loi de variation de l'angle d'incidence sinusoïdale telle que : $\alpha(t) = \alpha_{moy} + \alpha_{amp} \sin(\omega t)$.

Le nombre de Reynolds n'a que peu d'influence sur le décrochage dynamique dès lors que la couche limite est pleinement turbulente pour les angles d'incidences les plus faibles de l'oscillation. Dans le cas inverse, [76] a montré que le point de transition de la couche limite est fortement instationnaire et qu'il est possible au cours d'un cycle d'oscillation de voir successivement une couche limite laminaire puis transitionnelle et enfin pleinement turbulente.

L'angle d'incidence maximal α , au contraire du nombre de Reynolds, un impact majeur

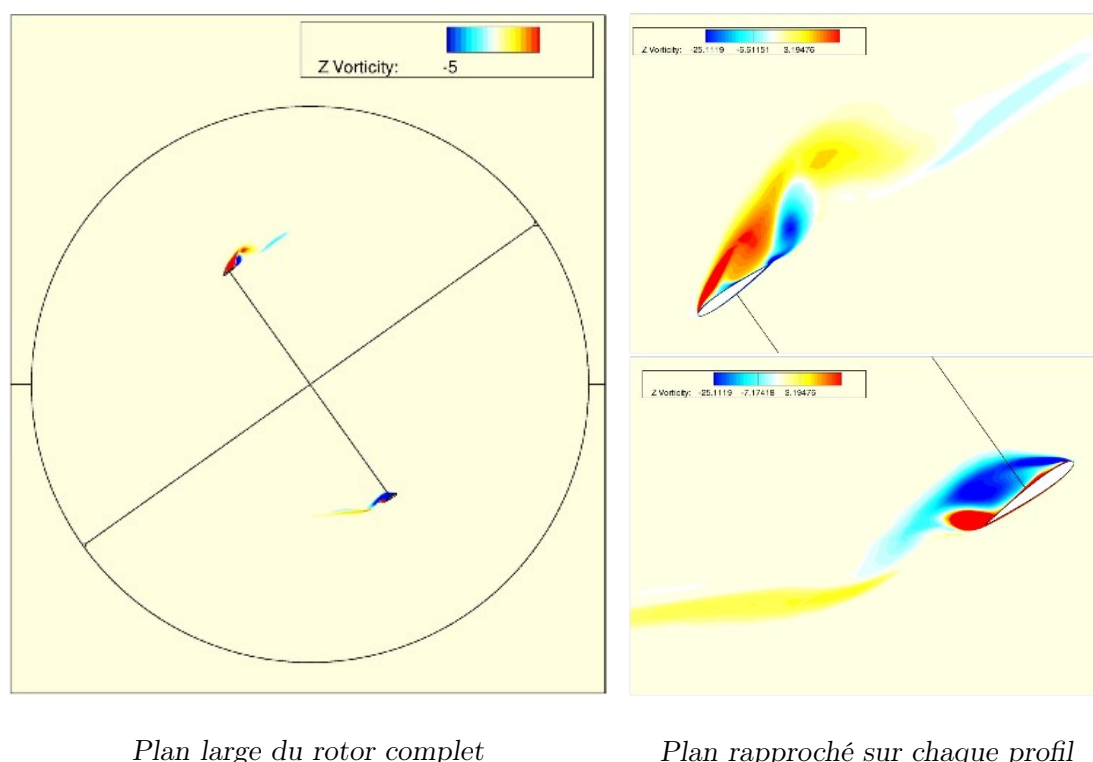


FIG. 6.4 – Visualisation du champ de vorticité pour une vitesse de rotation réduite de 1.5

sur le décrochage dynamique. Plus cet angle sera important au delà de l'angle de décrochage statique, plus la chute de portance au moment du décrochage sera brutale. Diverses études expérimentales, essentiellement menées à la NASA dans les années 80 telles que [81], [65] et enfin [64] ont montré l'impact de l'angle d'incidence maximum pour une fréquence constante.

La fréquence de l'oscillation et l'amplitude de l'oscillation ont un effet conjoint à travers la vitesse angulaire de variation de l'incidence. En effet, le mouvement de tangage de l'aile crée une circulation qui s'ajoute à celle créée par l'incidence de l'aile. Plus la vitesse angulaire de l'aile sera importante, plus cette circulation aura d'effet sur l'écoulement. Cette circulation supplémentaire vient alors affaiblir le gradient de pression adverse responsable du décollement dans la phase ascendante du mouvement et l'affaiblir dans la phase descendante. Finalement, la forme du cycle d'hystérésis obtenu et les angles d'incidence pour lesquels le profil décrochera durant la phase ascendante puis raccrochera durant la phase descendante seront dépendants des effets conjoints ou antagonistes, selon la phase du cycle, du gradient de pression adverse dû à l'angle d'incidence et de la circulation induite par le mouvement du profil due à la vitesse angulaire du profil. Cette hypothèse est confirmée par [64], ce dernier montrant qu'il est parfaitement possible d'obtenir un écoulement attaché en phase ascendante du mouvement alors même que l'angle d'incidence minimum du cas considéré est supérieur à l'angle de décrochage dans le cas statique.

Le choix des trois paramètres que sont l'amplitude du mouvement, l'angle moyen et la fréquence permettra de définir trois régimes différents de décrochage dynamique qui seront explicités dans la section suivante. Enfin, et par convention, nous appellerons phase ascen-

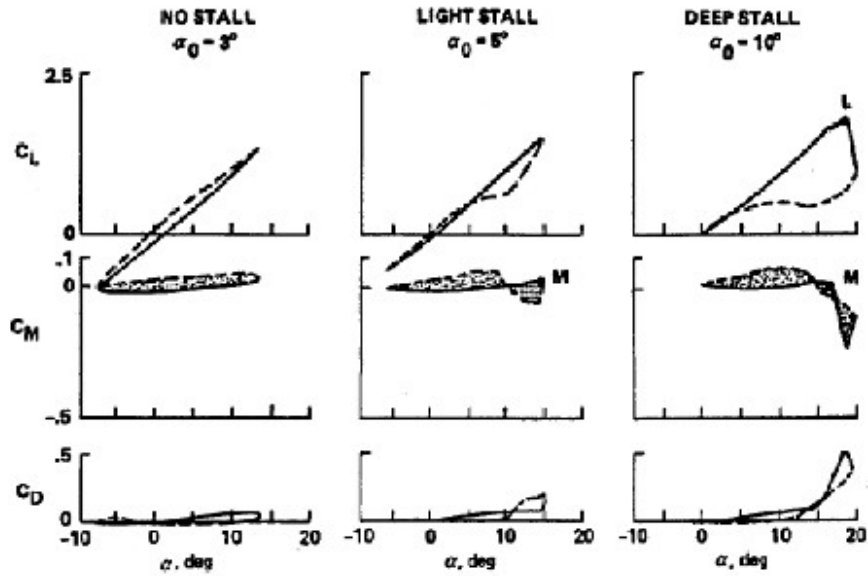


FIG. 6.5 – Régimes de décrochage dynamique sur un profil NACA0012, $\alpha = \alpha_0 + 10\sin(\omega t)$, $k=0.1$ où k est la fréquence de rotation réduite adimensionnée par la vitesse de l'écoulement à l'infini et la corde du profil. Les lignes solides représentent la partie ascendante du mouvement et les lignes pointillées la partie descendante. [83]

dante la phase du mouvement de tangage concernant une croissance de l'angle d'incidence et phase descendante la phase concernant une décroissance de l'angle d'incidence.

6.1.3 Les régimes de décrochage dynamique

[66] fournit une description exhaustive des différents régimes de décrochage dynamique à travers une série d'études expériences sur un profil de type NACA0012. Ces régimes sont comme expliqué plus haut fonction de l'amplitude du tangage, de l'angle d'incidence moyen et enfin de la fréquence du mouvement et sont résumés dans la figure 6.5.

Pas de décrochage

Lorsque l'angle d'incidence maximum est de l'ordre de l'angle de décrochage statique ou inférieur et la fréquence d'oscillation relativement faible comme dans le premier cas de la figure 6.5. Le profil ne décroche pas et la variation des coefficients de traînée et de portance est linéaire.

Décrochage léger

Le second cas de la figure 6.5 montre un décrochage léger qui apparaît lorsque l'angle d'incidence maximum est légèrement supérieur à l'angle de décrochage statique. Dans ce cas, lors de la phase descendante du mouvement, le profil retrouvera rapidement une incidence permettant à l'écoulement de réattacher.

Ce cas de décrochage dynamique est généralement assez facile à résoudre par voie de

simulation, le décrochage survenant à l'apogée du mouvement en étant forcé par le début de la phase descendante.

Décrochage profond

Une combinaison d'angles d'incidence maximale importants et d'une vitesse angulaire importante, soit à travers une forte amplitude d'oscillation, soit à travers une fréquence d'oscillation élevée, est nécessaire pour avoir un décrochage profond. Une fois ces deux conditions remplies, la géométrie du profil et le nombre de Reynolds n'auront que peu d'incidence sur l'écoulement.

La figure 6.6 montre le déroulement du décrochage profond qui peut être décrit comme suit :

- a Dépassement de l'angle de décrochage statique
- b Apparition des premières zones de recirculation dans la couche limite.
- c Apparition de grosses structures chaotiques dans la couche limite.
- d La zone de recirculation s'étend le long de la majeure partie de la corde du profil.
- e Formation d'un tourbillon, dont la circulation est dans le même sens que celle du profil, au niveau du bord d'attaque. Ce tourbillon entraîne une augmentation de la portance.
- f Le tourbillon est advecté vers le bord de fuite du profil, ce qui se traduit par une très forte croissance du coefficient de portance.
- g Le tourbillon formé précédemment se détache ce qui entraîne la chute du moment de tangage. Cette décroissance s'effectue de façon bien plus abrupte que dans le cas du décrochage léger.
- h La portance chute également et à nouveau de façon beaucoup plus importante que dans le cas du décrochage léger.
- i Le moment de tangage atteint son amplitude négative maximum. Cette forte valeur négative est due au détachement du tourbillon initialement formé sur le bord d'attaque.
- j L'écoulement autour du profil est pleinement décroché. Il est à noter qu'à ce stade, l'extension verticale de la couche limite est de l'ordre de la longueur de la corde du profil.
- k La couche limite commence à se réattacher au profil depuis le bord d'attaque vers le bord de fuite
- l Retour aux valeurs de coefficients de traînée, de portance et au moment de tangage du cas statique.

La difficulté dans la prédiction du décrochage dynamique provient du fait que bien souvent, celui-ci survient avant la fin du mouvement ascendant. Il convient alors d'estimer correctement l'effet du gradient de pression adverse d'une part et l'effet de la circulation induite par le mouvement de tangage d'autre part de manière à avoir une prédiction fiable de la séparation de l'écoulement.

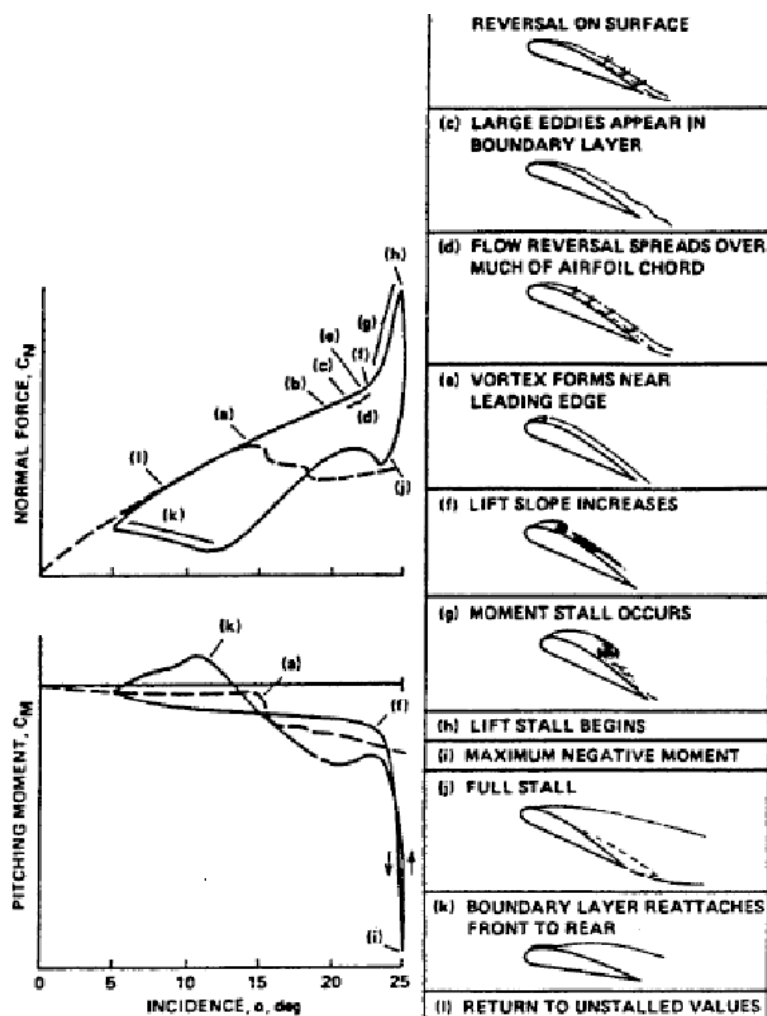


FIG. 6.6 – Développement du décrochage dynamique sur une aile en oscillation à $Re = 2.10^6$ [83]

6.2 Configuration numérique

L'ensemble des calculs sur des profils en mouvement de tangage a été réalisé en utilisant des schémas spatiaux décalés amont de type Roe du troisième ordre et des schémas temporels implicites à pas de temps dual d'ordre deux.

Le mouvement d'oscillation du profil a été géré par mouvement en bloc de l'ensemble du maillage par méthodes Arbitrary Lagrangian and Eulerian.

Les maillages mis en place ont été les suivants :

- Un maillage de topologie C possédant 256 points dans la direction I et 80 points dans la direction J. Le même maillage a fait l'objet de validation sur un profil d'aile NACA0012 à 20° d'incidence pour un nombre de Reynolds de 10^5 et a fourni des résultats en accord avec l'expérience de Berton et al (hoarau, 2002). La figure 6.7 montre des vues rapprochées et éloignées de ce maillage.

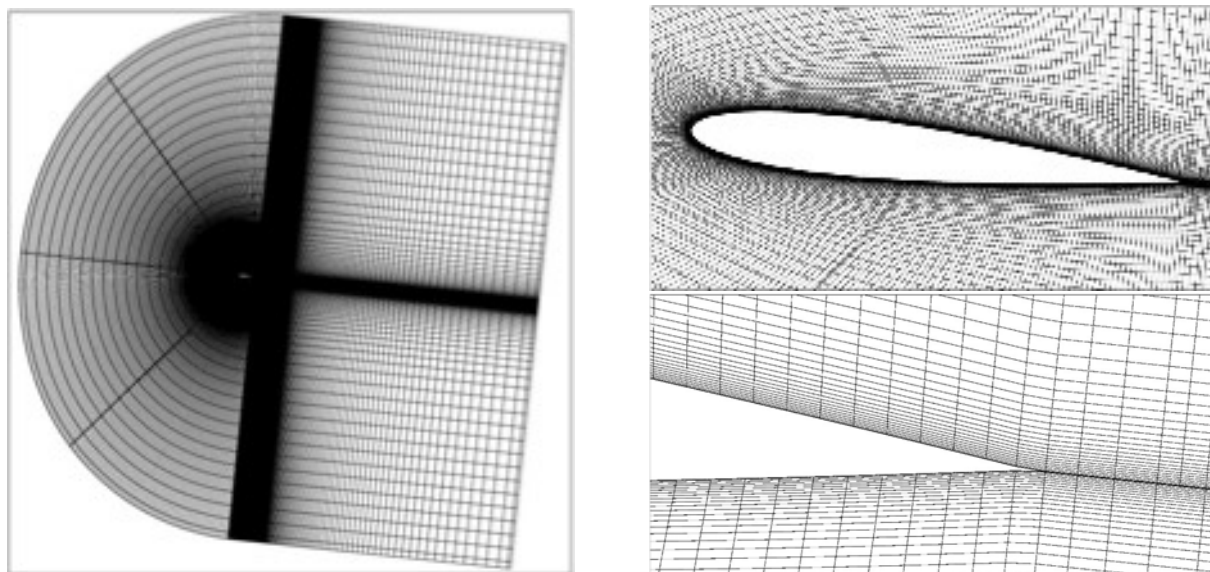


FIG. 6.7 – Visualisation générale, proche paroi et détail du bord de fuite du maillage de type C utilisé

- Un maillage de topologie O gracieusement fourni par TUB dans le cadre du programme européen DESider. Ce maillage possède 285 points dans la direction I et 185 dans la direction J. La figure 6.8 montre des vues rapprochées et éloignées de ce maillage.

Lors des calculs tridimensionnels, les mêmes maillages ont été utilisés augmentés de 40 points dans la direction K. Les modèles utilisés dans chaque cas test auront été :

- Pour la configuration de tangage à nombre de Reynolds 10^5 : le modèle à une équation Spalart-Allmaras, les modèles à deux équations $k - \varepsilon$ chien et $k - \varepsilon$ OES pour les calculs URANS bidimensionnels ainsi que l'approche DDES avec le modèle $k - \omega$ SST pour les calculs tridimensionnels.
- Pour la configuration de tangage à nombre de Reynolds 10^6 : les modèles à deux équations $k - \varepsilon$ chien, $k - \varepsilon$ OES et $k - \omega$ SST pour les calculs URANS bidimensionnels. Les calculs tridimensionnels n'auront pas abouti compte tenu du coût d'un tel calcul et des moyens à notre disposition.

6.3 Modélisation du décrochage dynamique profond à Reynolds 10^5

6.3.1 Description du cas test

Dans cette section, nous cherchons à modéliser les effets du décrochage dynamique sur un profil de type NACA0012 en mouvement de tangage sinusoidal autour d'un axe de rotation situé au quart de la corde. L'angle d'incidence moyen est $\alpha_0 = 12^\circ$ et l'amplitude du tangage est de 12° induisant un angle d'incidence maximum de 18° . L'addition d'une amplitude importante et d'une fréquence d'oscillation réduite élevée $k = 0.188$ implique un décrochage profond. Les différents paramètres du cas test sont décrits dans le tableau

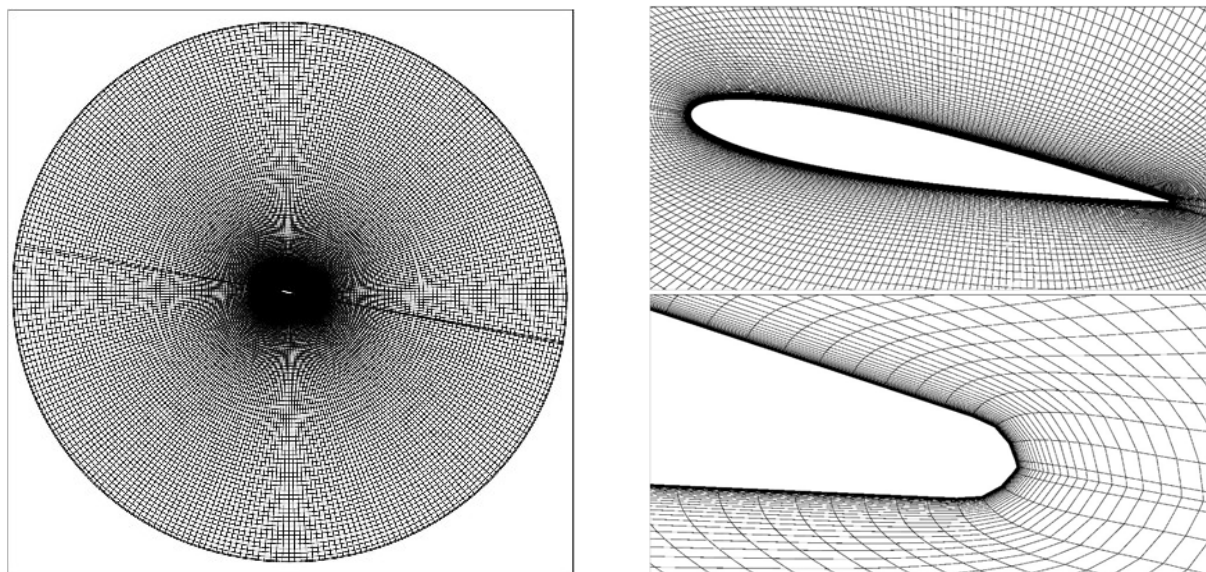


FIG. 6.8 – Visualisation générale, proche paroi et détail du bord de fuite du maillage de type *O* utilisé

6.1

Les données expérimentales sont issues de la base de données produite par [12] et [76],

Nombre de Reynolds	1.10^5
Incidence moyenne	12 degrés
Amplitude d'oscillation	6 degrés
Position de l'axe d'oscillation	0.25 longueur de corde
Fréquence d'oscillation réduite	0.188

TAB. 6.1 – Paramètres physiques du cas test Berton, Favier

déjà utilisée à titre de comparaison durant la thèse de [89] réalisée en collaboration avec le Laboratoire d'Aérodynamique et Biomécanique du Mouvement de Marseille (LABM). L'expérience a été réalisée dans la soufflerie S2-Luminy du LABM à circuit ouvert et veine d'essai rectangulaire de section $0.5 \times 1 m^2$ et fournit des mesures de profils de vitesse obtenus par vélocimétrie Laser doppler embarquée, des mesures de pression pariétale et des mesures sur les efforts globaux.

6.3.2 Résultats des calculs bidimensionnels

Topologie de l'écoulement observé

Les trois modèles testés ont été à même de reproduire la topologie de l'écoulement observé expérimentalement. L'écoulement décrit sera ici celui obtenu à l'aide du modèle $k - \varepsilon Chien$.

Les figures 6.9 et 6.10 montrent les champs de vorticité et les coefficients de pression obtenus pour dix différents angles d'incidence sur le cas test considéré. Lors de la phase ascendante du mouvement, pour des angles d'incidence inférieurs à 12 , les coefficients

de pression montrent un écoulement restant attaché à la paroi ainsi que les champs de vorticité. On peut également remarquer une augmentation du coefficient de pression sur l'intrados du profil ainsi qu'une décroissance de ce même coefficient de pression sur l'extrados, conduisant à une augmentation du coefficient de portance. Pour un angle d'incidence de 14.4° , le coefficient de pression montre la naissance d'un bulbe de décollement sur le bord d'attaque qui croît avec l'augmentation de l'incidence du profil comme montré sur le champ de vorticité obtenu sur le profil à 16.8° d'incidence. Pour cet angle d'attaque, on constate que du fait de la croissance du tourbillon du bord d'attaque, la recirculation a gagné l'ensemble de l'extrados du profil et le coefficient de pression est alors homogène sur l'ensemble du profil impliquant un coefficient de pression qui continue à décroître en valeur absolue près du bord d'attaque alors qu'il subit une croissance rapide au niveau du bord de fuite du profil. Cette modification de la distribution du coefficient de pression est à l'origine d'une rapide augmentation du coefficient de traînée, signe précurseur de l'apparition du phénomène de décrochage dynamique.    l'apogée du mouvement de tangage se produit le décrochage, il est caractérisé sur les champs de vorticité par le lâ  cher d'un tourbillon de bord d'attaque immédiatement suivi par un tourbillon de bord de fuite au début de la phase descendante du mouvement. Ces deux tourbillons sont facilement visibles sur le champ de vorticité représentant l'angle 16.8° d'incidence du mouvement descendant. L'écoulement reste alors détaché jusqu'à la fin du mouvement descendant.

Comparaison quantitative avec l'expérience sur la base des coefficients globaux

Les cycles d'hystérésis moyens obtenus sont consignés dans la figure 6.11. Ces cycles moyens sont issus d'un moyennage en phase sur 3 cycles avec les modèles $k - \varepsilon Chien$ et Spalart-Allmaras et 5 cycles pour le modèle $k - \varepsilon OES$. Il est important de remarquer que les boucles obtenues à l'aide des modèles $k - \varepsilon Chien$, une fois le transitoire passé, se superposent parfaitement ce qui n'est pas le cas du modèle OES.

Le modèle OES, tout d'abord, montre un comportement assez instable y compris durant la phase ascendante du cycle où l'écoulement est supposé rester attaché. L'aire sous l'hystérésis de portance est assez sous-estimée avec un coefficient de portance ayant le bon ordre de grandeur durant la phase ascendante mais étant assez surestimé durant la phase descendante. Le coefficient de traînée donne un ordre de grandeur relativement bon. Cependant, le cycle d'hystérésis est beaucoup plus bruit   traduisant une certaine instabilité du modèle.

Le modèle Spalart-Allmaras montre une sous-estimation du coefficient de portance pour les faibles incidences mais une surestimation pour les grandes incidences. Par ailleurs, au moment du décrochage, on observe un pic de portance qui n'est pas présent lors de l'expérience. Durant la phase descendante du mouvement, l'aspect décroché de l'écoulement se traduit par de fortes oscillations sur la traînée ainsi que la portance. Enfin, traînée et portance sont largement surestimées à l'apogée du cycle ainsi que les aires sous les deux hystérésis.

Le modèle $k - \varepsilon Chien$ montre un comportement similaire à celui du Spalart-Allmaras sur la majeure partie du mouvement ascendant à l'exception de la partie à forte incidence où la portance et la traînée sont moins surestimées. L'aire sous les cycles d'hystérésis est également plus proche de celle observée expérimentalement que dans le cas Spalart-

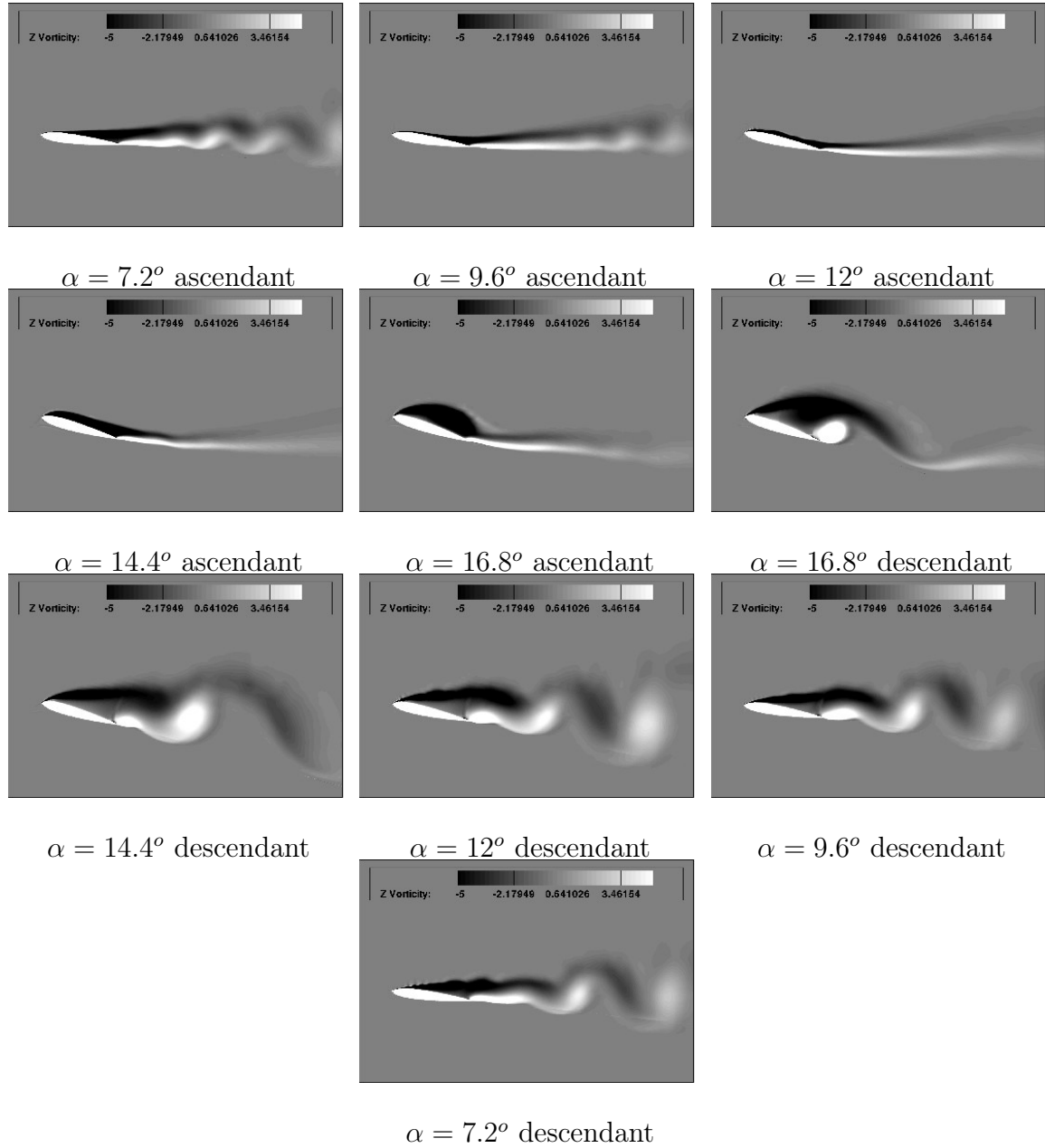


FIG. 6.9 – Isovaleurs de vorticité sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du modèle $k - \varepsilon$ Chien

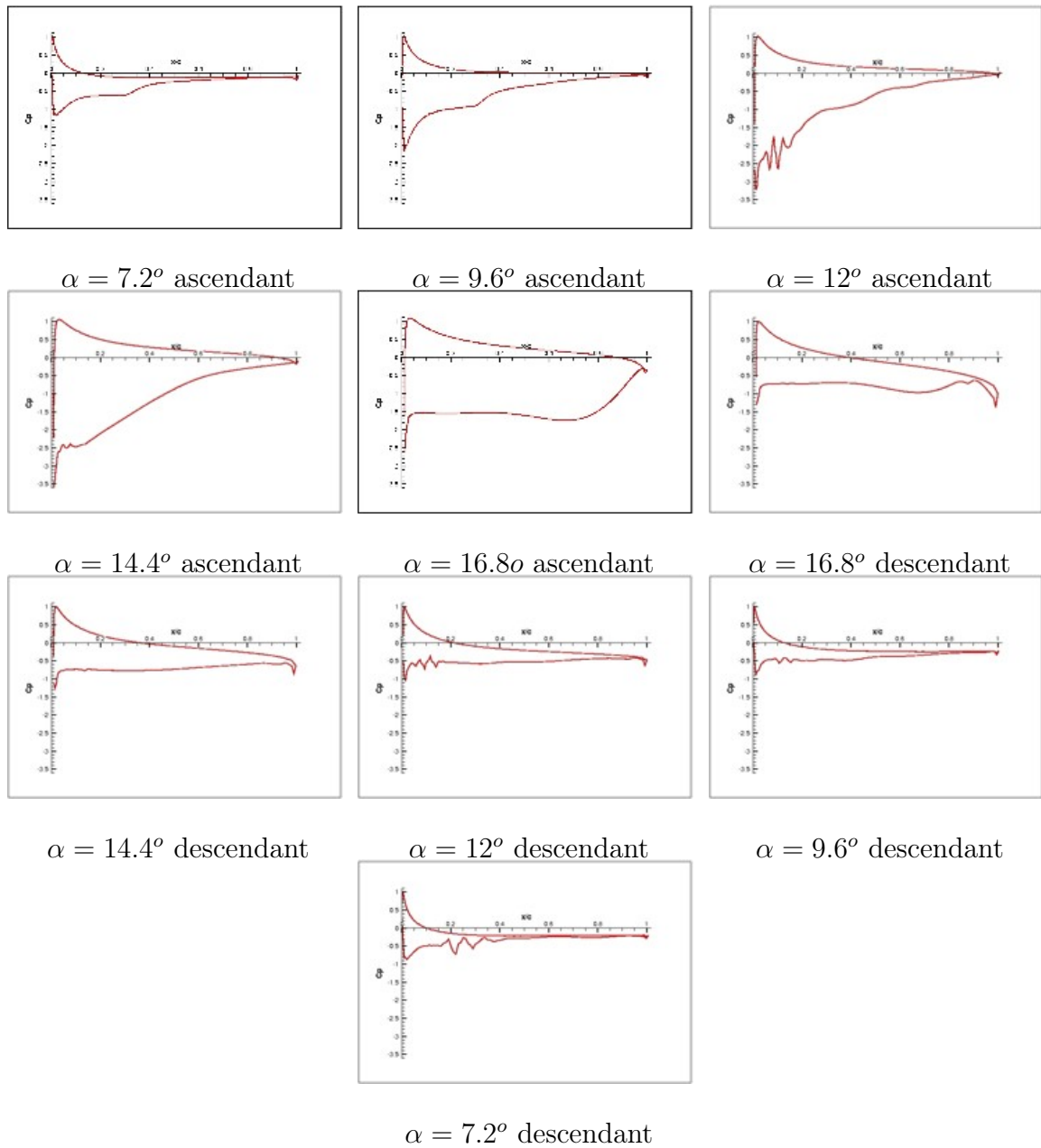


FIG. 6.10 – Coefficient de pression sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du modèle $k - \varepsilon$ Chien

Allmaras. Par ailleurs, les oscillations observées durant la partie décrochée sont de moins grande intensité et le coefficient de portance moyen est également plus proche de l'expérience durant cette partie du mouvement que dans le cas Spalart-Allmaras.

Les différents comportements de ces trois modèles peuvent être expliqués par le fait que ces modèles sont construits sur un concept de viscosité de turbulence. La circulation produite dans les tourbillons forcés est fortement influencée par la viscosité de l'écoulement et a un impact important sur les coefficients globaux tels que la traînée et la portance. Un modèle produisant une viscosité de turbulence trop importante aura alors pour effet de surestimer l'importance des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite lâchés au moment du décrochage dynamique de même que les oscillations sur la portance durant la phase descendante. C'est, comme nous avons pu le voir, le cas du modèle à une équation Spalart-Allmaras. Le modèle $k - \varepsilon Chien$ étant un modèle à deux équations calibré pour les écoulements instationnaires, il est moins dissipatif et fournit le comportement le plus proche de celui observé expérimentalement. Enfin, au contraire du modèle Spalart-Allmaras, le modèle $k - \varepsilon OES$ semble sous estimer la viscosité de turbulence requise pour modéliser correctement cet écoulement et conduit à une instabilité de l'écoulement observé durant les phases ascendantes où l'écoulement est attaché.

6.3.3 Résultats des calculs tridimensionnels

Les calculs tridimensionnels montrent une topologie d'écoulement similaire à celle observée dans le cas bidimensionnel, cependant quelques modifications peuvent être observées. L'amplitude des oscillations sur la portance dues au lâcher tourbillonnaire durant la phase descendante décrochée est considérablement réduite. Cette réduction d'amplitude l'explique par le fait que malgré des dimensions réduites dans la direction K (une seule corde), le calcul tridimensionnel autorise un confinement plus réduit de l'écoulement que dans le cas bidimensionnel. En effet, la non résolution de l'équation de Navier-Stokes dans la troisième direction entraîne une surestimation de l'amplitude de lâcher tourbillonnaire des écoulements détachés instationnaires (déjà constaté dans le cas du cylindre fixe par [80]). [41] a par ailleurs constaté le même phénomène dans le cadre du programme DESider sur le cas test McAlister.

De plus, on note une diminution drastique de l'aire sous la boucle d'hystérésis de portance. La figure 6.14 montre que plus qu'une lacune de prédiction de la portance, cette diminution de l'aire est due à un léger retard en phase de l'apparition des phénomènes physiques dans le cas tridimensionnel. Ce déphasage laisse à penser l'existence d'un transitioire plus long pour les calculs tridimensionnels que pour les calculs bidimensionnels. En effet, compte tenu du coût et du temps nécessaire à la réalisation d'un calcul tridimensionnel de profil en tangage, la boucle d'hystérésis présentée n'est pas moyennée et représente la troisième après le départ du calcul. Ce calcul nécessite de fait d'être prolongé de manière à réduire le déphasage observé sur l'apparition des phénomènes physiques.

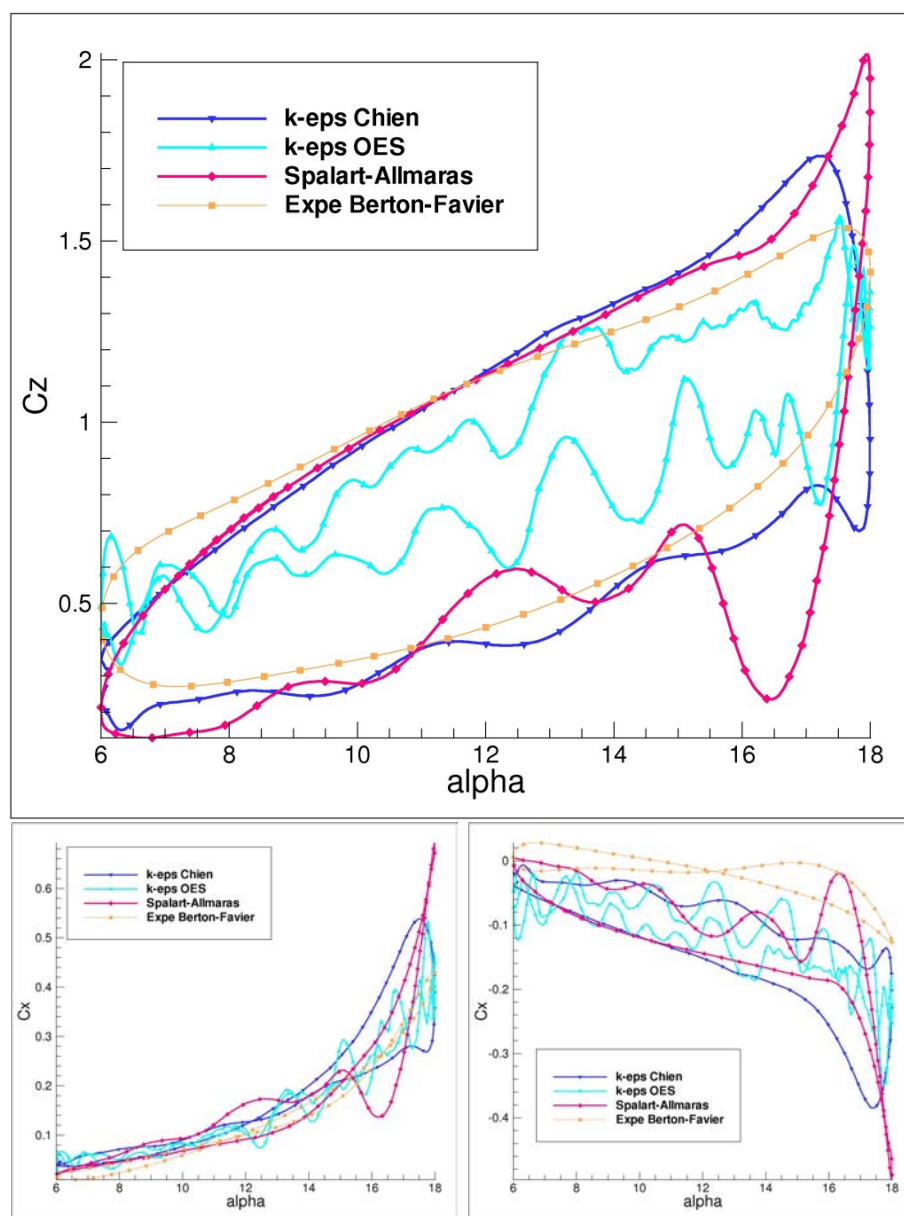


FIG. 6.11 – Boucles d'hystérésis obtenues lors des calculs 2D sur les coefficients globaux comparées aux résultats expérimentaux

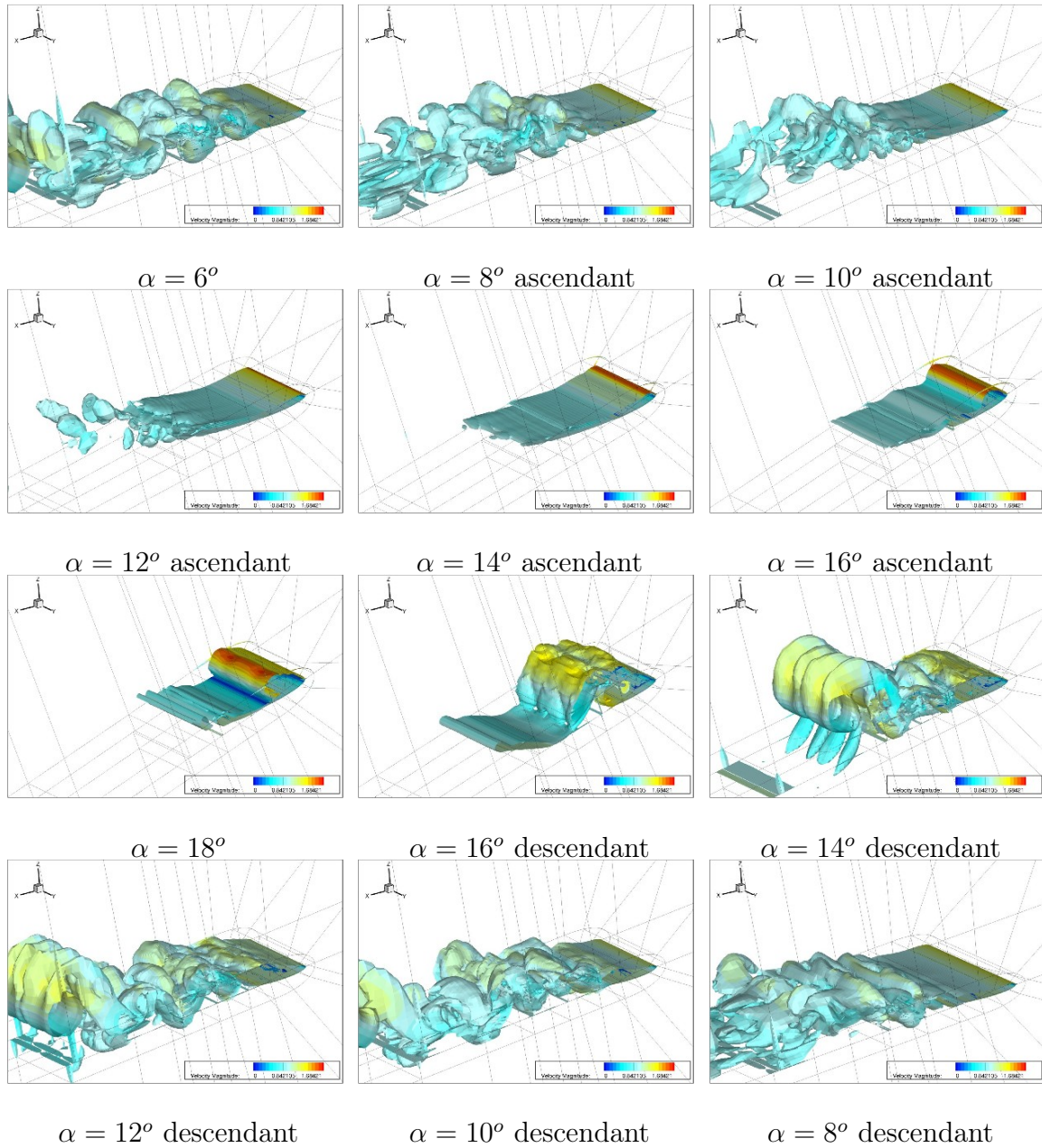


FIG. 6.12 – Isosurface du module de la vorticité à 1, carte des couleurs en fonction du module de la vitesse entre 0 et 2 sur l'ensemble d'un cycle de tangage

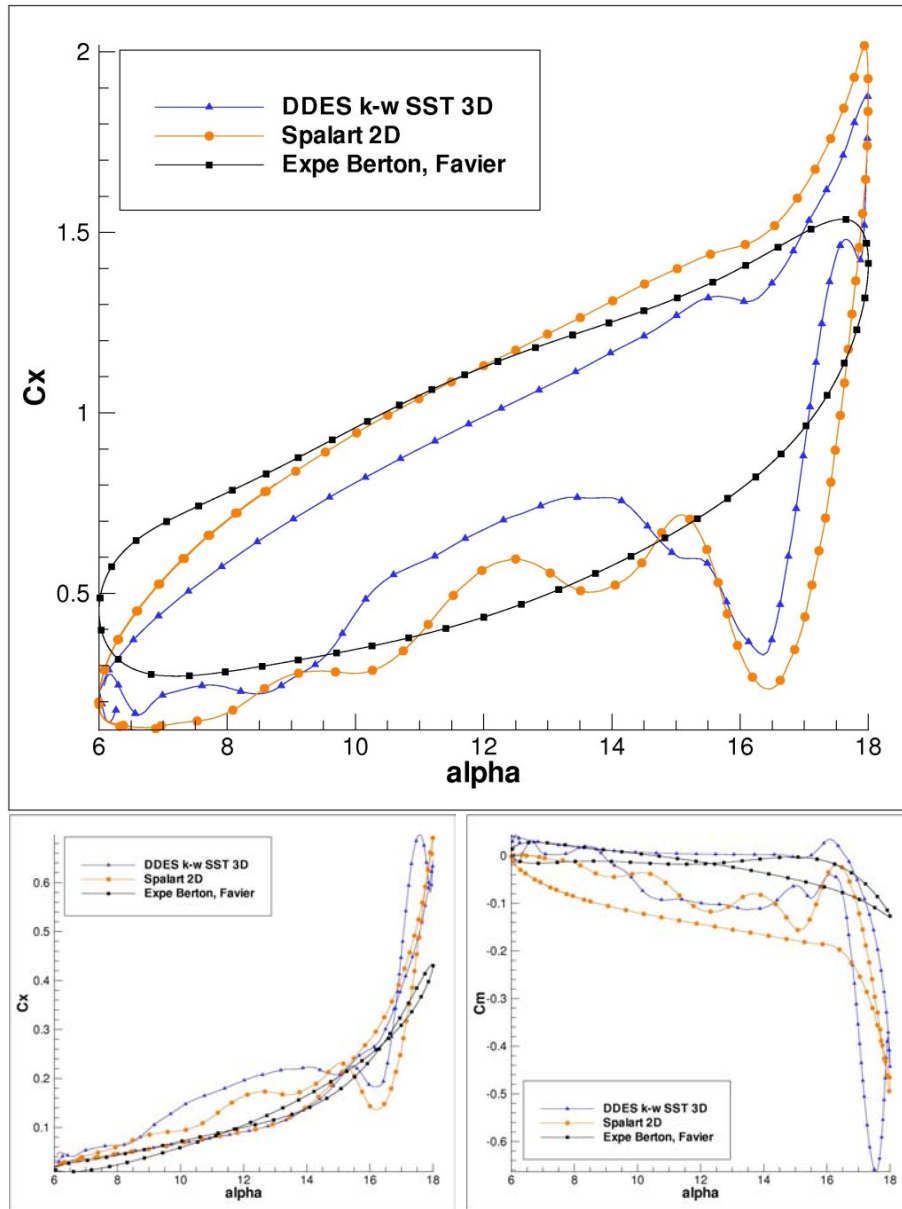


FIG. 6.13 – Boucles d’hystérésis obtenues lors des calculs 3D sur les coefficients globaux comparées aux résultats expérimentaux et aux boucles obtenues avec le modèle Spalart-Allmaras en 2D.

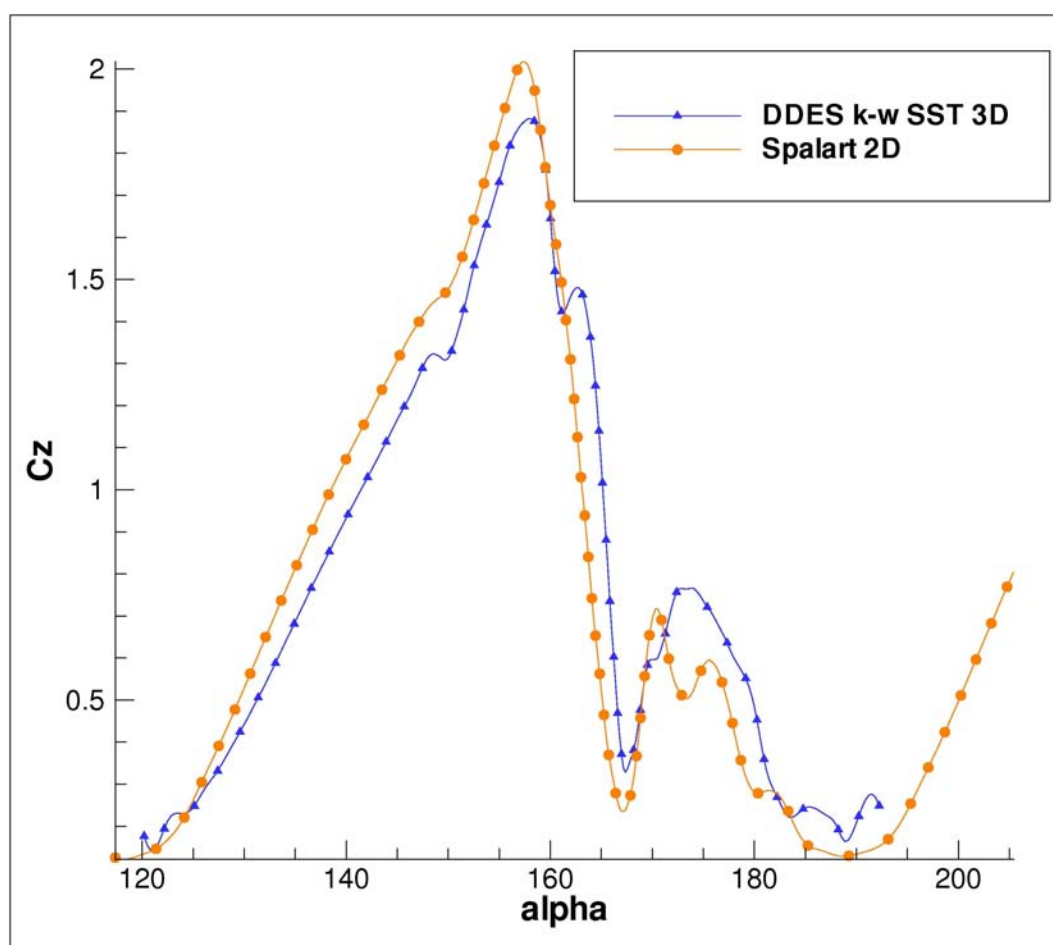


FIG. 6.14 – Evolution du coefficient de portance en fonction du temps sur une période de tangage. Comparaison du modèle Spalart-Allmaras 2D et de la DDES $k - \omega$ SST 3D

6.4 Modélisation du décrochage dynamique profond à Reynolds 10^6

6.4.1 Description du cas test

Dans cette section, nous cherchons à modéliser les effets du décrochage dynamique sur un profil de type NACA0012 en mouvement de tangage sinusoïdal autour d'un axe de rotation situé au quart de la corde. L'angle d'incidence moyen est $\alpha_0 = 15^\circ$ et l'amplitude du tangage est de 20° induisant un angle d'incidence maximum de 25° . L'importante amplitude et l'angle d'incidence maximum induisent un décrochage profond en dépit d'une fréquence d'oscillation réduite relativement faible $k = 0.1$. Les différents paramètres du cas test sont décrits dans le tableau 6.2. Les données expérimentales auxquelles sont com-

Nombre de Reynolds	$0.98 \cdot 10^6$
Incidence moyenne	15 degrés
Amplitude d'oscillation	10 degrés
Position de l'axe d'oscillation	0.25 longueur de corde
Fréquence d'oscillation réduite	0.1

TAB. 6.2 – Paramètres physiques du cas test McAlister

parés les résultats issus de la simulation proviennent de [64]. Cette étude a produit une base de données importante sur le profil NACA0012 en mouvement de tangage pour différentes incidences moyennes, fréquence d'oscillation, nombre de Reynolds et amplitude de tangage.

Les variations des coefficients de portance, traînée et moment de tangage sont issues de l'intégration des pressions pariétales obtenues par prise de pression statique à la paroi. La contribution de la viscosité aux efforts aérodynamiques est donc négligée; de plus il convient d'ajouter que l'erreur estimée par l'auteur sur ses mesures est de l'ordre de 0.2.

6.4.2 Résultats des calculs bidimensionnels

Topologie de l'écoulement observé

La figure 6.15 montre les champs obtenus sur les isovaleurs de vorticité pour douze angles d'incidence différents sur l'ensemble d'un cycle. La figure 6.16 montre, quant à elle, l'évolution du coefficient de pression sur le profil obtenue pour ces mêmes douze angles d'incidence.

Le comportement observé est sensiblement le même que celui du cas test Berton-Favier. Cependant, l'amplitude d'oscillation et l'angle d'incidence moyen étant plus importants, on observe que le lâcher du tourbillon de bord d'attaque, élément déclencheur de la phase décrochée du mouvement, survient avant la fin de la phase ascendante, pour un angle d'incidence d'environ 23° . De même, on observe un écoulement attaché avant la fin de la phase descendante du mouvement, l'écoulement étant recoll  pour un angle d'environ 8° . On observe également, au moment de la contamination de l'extrados par le tourbillon

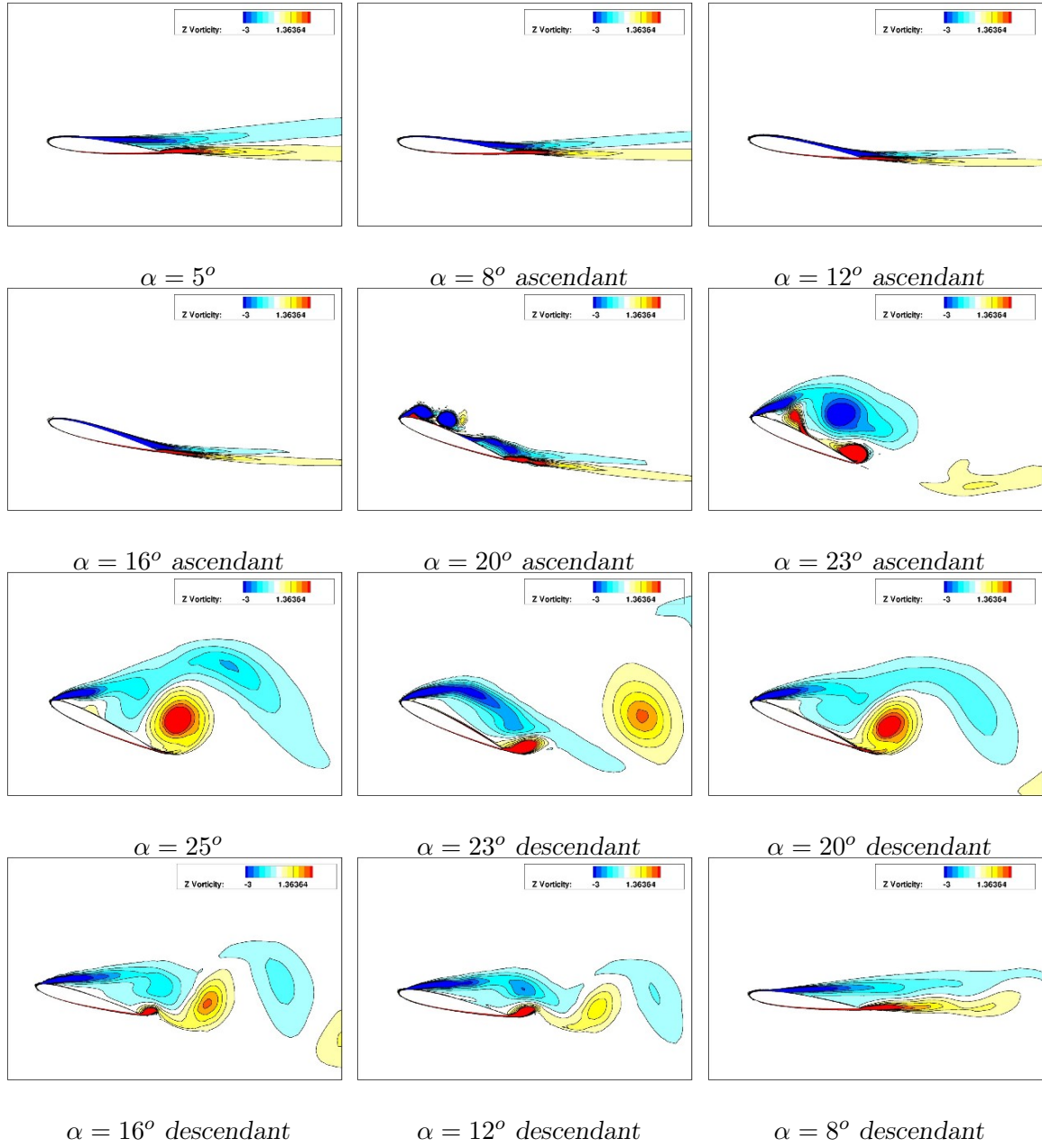


FIG. 6.15 – Isovaleurs de vorticité sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du modèle $k - \omega SST$

de bord d'attaque, le fractionnement de ce tourbillon en plusieurs de plus petite taille provoquant des oscillations sur le coefficient de pression ainsi que sur les coefficients de traînée, portance et moments de tangage. Il est à noter que compte tenu de l'amplitude plus forte du mouvement, le décrochage est encore plus violent que dans le cas précédent.

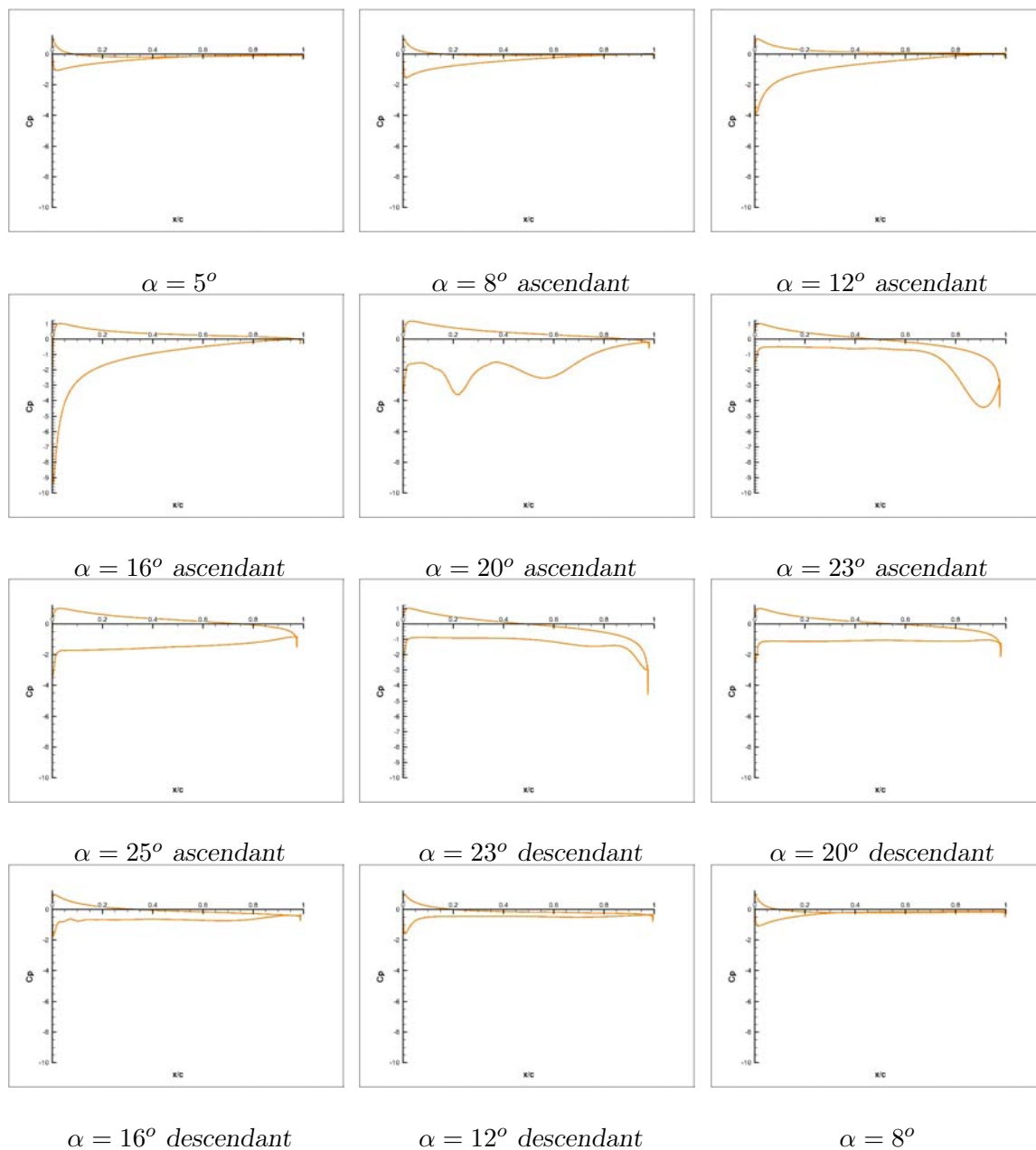


FIG. 6.16 – Coefficients de pression sur une période de tangage. Modélisation à l'aide du modèle $k - \omega SST$

Comparaison quantitative avec l'expérience sur la base des coefficients globaux

Les cycles d'hystérésis sont consignés dans la figure 6.17 et sont issus d'un moyennage sur trois cycles des hystérésis instantanées. A nouveau, une fois la période transitoire du calcul passée, les boucles obtenues se superposent parfaitement.

Le modèle $k - \varepsilon$ Chien s'est montré le moins performant des trois. Les valeurs extrêmes

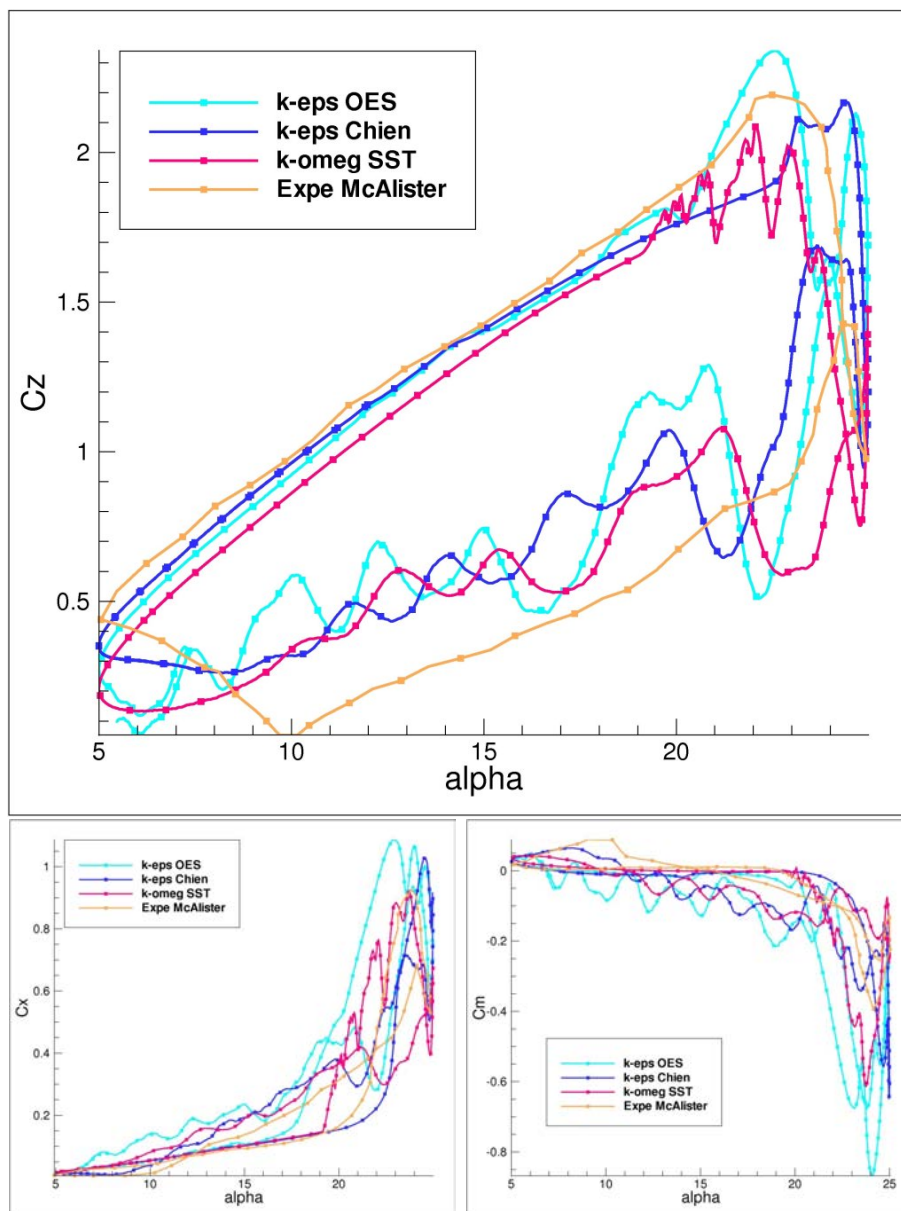


FIG. 6.17 – Boucles d'hystérésis obtenues lors des calculs 2D sur les coefficients globaux comparées aux résultats expérimentaux

ont le bon ordre de grandeur comparés à l'expérience. Cependant, l'apparition du phénomène de décrochage dynamique est gouverné par la fin du mouvement ascendant du profil. Par ailleurs, on note que la forte croissance du coefficient de traînée ainsi que le pic négatif du moment de tangage, traduisant le développement du tourbillon de bord

d'attaque sur l'ensemble de l'extrados du profil, apparaissent retardés par rapport aux données expérimentales. Ce comportement est caractéristique des modèles URANS ayant été calibrés suivant l'hypothèse d'une couche limite sans gradient de pression adverse. Le modèle tend alors à surestimer la viscosité de turbulence et donc à sous-estimer le gradient de pression adverse responsable du décollement de la couche limite et par conséquent du décrochage. On note par ailleurs des oscillations de fortes amplitudes sur la portance durant la phase décollée qui ne sont pas présentes dans les mesures expérimentales. Ces oscillations peuvent être attribuées au fait que la modélisation bidimensionnelle tend à donner plus d'énergie aux structures cohérentes lâchées lorsque l'écoulement est décroché. Le modèle $k - varepsilon$ OES a montré une bonne capacité à prédire le moment de déclenchement du décrochage dynamique et l'instant auquel sont lâchés les tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite. Cependant, la portance et la traînée sont surestimées sur les grandes incidences et sous estimées pour les petites incidences. On note par ailleurs que l'instant auquel l'extrados du profil est contaminé par le tourbillon de bord d'attaque est prédit plus tôt que dans les données expérimentales. Ce comportement peut s'interpréter en considérant que le modèle OES a été construit sous l'hypothèse d'un couche limite décollée instationnaire en présence d'un gradient de pression adverse. Or dans le cas d'un profil d'aile en mouvement de tangage, avant le développement du tourbillon de bord d'attaque, la couche limite n'est pas détachée du profil. Il en résulte une surestimation du gradient de pression adverse qui provoque un développement précoce du tourbillon suscité. Une fois ce tourbillon développé, on note qu'on se place dans le cadre d'un écoulement respectant les hypothèses du modèle OES qui prédit alors correctement l'instant auquel se produit le décrochage ; durant la phase descendante, de même que pour le modèle $k - \varepsilon$ Chien, on observe une surestimation de la portance ainsi que de fortes oscillations sur le coefficient de portance.

Le modèle $k - \omega$ SST montre un comportement assez similaire au modèle OES. Par ailleurs, du fait de son calibrage pour une couche limite stationnaire, le développement du tourbillon de bord d'attaque est moins précoce que dans le cas du modèle OES. On observe également le développement de tourbillons sur l'extrados du profil qui ne sont pas apparents dans l'expérience. Le même comportement que les deux modèles précédents est observé durant la phase descendante.

6.5 Conclusion

L'écoulement autour d'un profil en mouvement de tangage est très particulier. L'addition d'une géométrie bidimensionnelle et du forçage à travers le tangage rend l'écoulement fortement bidimensionnel (bien plus que dans le cas d'un profil stationnaire à un angle d'incidence important). Cependant, il serait une erreur de penser qu'une résolution purement bidimensionnelle est suffisante. En effet, lors de la phase descendante du mouvement, on assiste à un lâcher tourbillonnaire sur une fréquence naturelle de l'écoulement. Des études antérieures ont montré que dans le cadre d'un écoulement instationnaire fortement détaché, une résolution bidimensionnelle confine l'écoulement et renforce l'intensité des structures cohérentes lâchées. Cette étude montre que les oscillations observées sur la portance lors de la phase descendante pour un calcul bidimensionnel sont fortement

gommées lors de la résolution tridimensionnelle.

Cependant, bien que prometteuse pour la résolution de la phase descendante du mouvement, le calcul tridimensionnel nécessite d'être poursuivi de manière à évaluer si le déphasage observé sur l'évolution de la portance est dû à un aspect de modélisation ou à un écoulement encore en phase transitoire.

Les modélisations bidimensionnelles ont montré des résultats en accord avec l'expérience sur les deux cas tests évalués. On note que les modèles à deux équations conçus pour des écoulements décollés (tels que le SST et OES) ont donné des résultats légèrement meilleurs que les modèles URANS classiques. Le fait que les résultats soient un peu plus éloignés de l'expérience dans le cas du tangage à Reynolds de 10^5 s'explique par l'hypothèse d'une couche limite pleinement turbulente dans le cadre d'une couche limite transitionnelle.

Conclusion

La présente thèse a examiné des approches de modélisation de la turbulence statistiques et hybrides pour des écoulements instationnaires bi et tridimensionnels, notamment autour de corps oscillants et a effectué une analyse physique des effets de rotation/oscillation. Les applications d'intérêt concernent les machines tournantes (turbines, pales de rotor, éoliennes). L'objectif de cette thèse a été de prédire les charges instationnaires induites par le mouvement de la structure. Bien qu'il s'agisse d'écoulements d'instationnarité forcée, il convient de rappeler que lors des phases de grande incidence, le système dynamique est gouverné simultanément par les effets de l'instationnarité naturelle sous-jacents et les effets de l'instationnarité forcée. Pour ces raisons, l'influence de la rotation pariétale sur les modes de l'instationnarité naturelle a été étudiée en premier lieu, dès les régimes de l'apparition de ces modes, en nombre de Reynolds modéré. La configuration choisie a été celle d'un cylindre circulaire, car dans ce cas les modes globaux associés au développement des structures cohérentes proche-paroi sont purement anti-symétriques et cela facilite la quantification de l'impact de la rotation sur les modes d'instabilité globale. Ce volet de l'étude a été mené à l'aide du code ICARE du groupe EMT2/IMFT, en version éléments finis. L'apport de cette thèse sur les aspects numériques a été l'implémentation et validation d'un schéma de discrétisation temporelle d'ordre 3 dans le code de calcul, afin de mieux capter la dynamique temporelle des modes globaux. Cette étude a fourni sur le plan numérique une analyse détaillée de la dépendance des résultats quant aux paramètres numériques en ce qui concerne notamment les dimensions du domaine et l'espacement et mis en évidence également la nécessité d'utiliser des domaines de grande taille, lorsque le taux de rotation pariétale devient important. Les résultats de cette étude ont montré un bon accord avec des études antérieures, en ce qui concerne des taux de rotation modérés. L'originalité de l'étude réside dans l'évaluation du nombre de Reynolds critique relatif à la suppression de l'instabilité de von Karman, ainsi que la mise en évidence d'une relation linéaire entre la vitesse tangentielle critique et la vitesse à l'infini amont. Cette relation est traduite par l'évolution du nombre adimensionnel $\Gamma = \frac{\omega_{cr} R D}{\nu}$ en fonction du nombre de Reynolds. Ainsi cette étude indique que les effets de rotation peuvent amplifier (intensité augmentée des tourbillons de la partie supérieure de l'allée) ou supprimer (au delà d'une valeur critique du taux de rotation) le développement de structures décollées instationnaires. Elle indique aussi qu'une attention toute particulière doit être portée sur l'évaluation de la taille du domaine et l'espacement de maillages afin de bien capter la physique proche-paroi. Ces aspects ont en effet été pris en compte dans les autres parties de l'étude, en régime turbulent, pour des nombres de Reynolds élevés. Après une étude des approches de macrosimulation de la turbulence instationnaire, notamment en ce qui concerne les écoulements pariétaux, il a été mis en évidence que des

approches spécifiques, statistiques ou hybrides sont nécessaires quant à la capture de l'interaction non-linéaire entre le processus organisé (structures cohérentes) et la turbulence aléatoire, notamment dans la région inertielle du spectre turbulent. Dans le contexte statistique, l'approche OES, "Organised Eddy Simulation", étudiée lors de nombreuses études au sein du groupe EMT2/IMFT a été appliquée dans cette thèse, en ce qui concerne des modèles à deux équations. Dans le contexte des approches hybrides, la DES «Detached Eddy Simulation» a été choisie, car elle ne nécessite pas d'imposer des interfaces entre la région URANS proche-paroi et la région de type LES plus lointaine. L'examen de ces approches de macrosimulation a été effectué dans le cas d'un écoulement fortement tridimensionnel et instationnaire, la configuration du corps de Ahmed, pour lequel il existe des résultats expérimentaux détaillés. Cet écoulement a fait l'objet par ailleurs de nombreuses études parmi lesquelles, celles menées au sein de l'ERCOTAC, European Research Community on Flow Turbulence and Combustion et dans des programmes de recherche européens tels que le programme FLOMANIA (Flow Physics Modelling-an integrated approach) et DESIDER (Detached Eddy Simulation for industrial aerodynamics) auxquels cette thèse a participé.

L'examen de modèles de turbulence pour cette configuration à 25° degrés d'angle de lunette arrière indique un comportement mieux adapté de l'approche OES pour la région au voisinage de la lunette arrière, parmi les modèles utilisés. L'approche hybride DES a été utilisée en sa version 'standard', impliquant le modèle à une équation de transport, Spalart-Allmaras, ainsi qu'en sa version améliorée, DDES, Delayed DES. Cette dernière, basée sur une modification quasi-empirique de la manière dont le choix entre l'échelle de longueur RANS et LES s'effectue, vise à pallier un des problèmes connus de la DES, (rapporté entre autres dans l'ouvrage de synthèse du programme FLOMANIA) associé à la formation 'parasite' de décollements proche-paroi, dans des régions de fort raffinement de maillage. La DDES permet donc le déplacement de l'interface (virtuelle) entre les régions RANS et LES, plus loin dans la zone détachée que dans la couche limite. La présente étude a mis en évidence que la DDES fournit un comportement amélioré dans la région en aval de la lunette, alors que la DES 'standard' a fait apparaître le problème du décollement induit. L'ensemble de ces approches, tout comme les études antérieures par RANS ou approche hybride, ne prédisent pas correctement le recollement. Notre simulation indique que la zone détachée est mieux prédite par rapport aux approches URANS antérieures et fournit des résultats comparables à l'approche XLES tout en utilisant des maillages d'un ordre de grandeur raisonnable (3,5 Millions de points). Bien entendu, l'approche LES, utilisant un ordre de 70 M points fournit des résultats améliorés. Néanmoins, l'intérêt de la présente étude est l'obtention de résultats physiques acceptables avec un nombre de degrés de liberté raisonnable, afin de permettre l'utilisation de l'approche CFD dans le 'design'.

Ayant étudié le comportement des approches de macrosimulation précitées, nous avons examiné ensuite la prédiction du phénomène complexe du décrochage dynamique. La prédiction de ce phénomène est cruciale pour le dimensionnement des machines tournantes, comme l'indique l'application de la modélisation URANS standard dans une configuration générique d'éolienne, qui est soumise à un ordre de grandeur du taux de rotation comparable à celui du cylindre circulaire. En dépit des limitations de cette première approche URANS, utilisant le modèle (assez dissipatif) de Spalart-Allmaras, les zones présentant

des ‘points durs’ à simuler ont été indiquées, notamment les phases du mouvement faisant apparaître le décrochage dynamique. Afin d’examiner des approches de modélisation efficaces pour la capture de ce phénomène, il a été judicieux d’isoler la configuration d’une pale en mouvement de tangage, simulée en approche 2D et 3D. Bien que la configuration dans la direction de l’envergure est nominale 2D, la turbulence est tridimensionnelle. Ainsi, il est important de quantifier la validité de l’approche 2D et l’apport de la tridimensionnalité par une simulation complète 3D. Deux cas-tests ont été considérés à des nombres de Reynolds de l’ordre de 10^5 et de 10^6 respectivement. Le premier, étudié expérimentalement au sein du LABM, a été simulé à l’aide de URANS-Spalart-Allmaras, $k - \epsilon$ avec amortissement pariétal de Chien et par OES. En 2D, les modèles URANS ont été assez dissipatifs mais une amélioration a été obtenue par le modèle $k - \epsilon$ quant à la prédiction des boucles d’hystérésis. L’approche OES (modèle $k - \epsilon$ modifié) a été moins dissipative, mais plus ‘bruitée’ en termes de petites fluctuations, indiquant la nécessité de maillage un peu plus fin que les approches URANS. Cette approche a fourni des résultats améliorés quant au nombre de Reynolds plus élevé. Ceci était attendu, car l’écoulement au nombre de Reynolds de 10^5 est soumis aux effets de transition laminaire-turbulente dans la couche limite en amont du décollement. Ces effets n’ont pu être pris en compte par les modélisations utilisées, qui supposent la couche limite partout turbulente. Pour améliorer la prédiction à des nombres de Reynolds de cet ordre de grandeur il est nécessaire de prendre en compte des schémas de modélisation de la transition au sein de l’approche CFD, en s’inspirant entre autres de modèles de transition fournis par le LABM. En ce qui concerne la simulation 3D du décrochage dynamique, le modèle URANS $k - \omega$ avec limiteur «Shear Stress Transport» pour diminuer l’excès de viscosité turbulente et donc de la production d’énergie cinétique a été utilisé, ainsi que l’approche DDES incluant ce même modèle quant à la région proche-paroi. Il a été mis en évidence que la DDES couplée aux modèles à deux équations est meilleure que la DDES associée au modèle à une équation (Spalart-Allmaras), car ce dernier fournit une distance à la paroi ‘figée’ pour l’applicabilité de la région RANS, alors que le modèle $k - \omega$ adapte cette transition entre les régions RANS et LES d’une manière inhérente à la physique locale. Cette version de DDES permet d’éviter des décollements induits explicités précédemment, qui conduiraient à un décrochage précoce. De plus, le comportement amélioré de la modélisation dans le cadre du cas-test à plus haut nombre de Reynolds (ordre de 10^6) est dû à l’utilisation d’un maillage plus fin. Il sera intéressant de simuler à nouveau l’écoulement au nombre de Reynolds de 10^5 en utilisant un maillage plus fin.

Un résultat marquant de l’approche 3D est la mise en évidence d’un caractère quasi-2D pour la phase ascendante, alors que le caractère 3D est bien prononcé pour la phase descendante. De plus, l’approche 3D a fourni des résultats améliorés quant à l’approche 2D. Ces aspects sont à prendre en compte pour la simulation efficace de configurations tournantes telles que le rotor, les turbines, les éoliennes. Les points ‘durs’ d’une telle simulation seront donc le dimensionnement suffisamment grand du domaine de la simulation, l’espacement suffisamment fin du maillage proche-paroi et l’utilisation de préférence des approches OES plutôt que RANS ‘standard’ et de la DDES plutôt que DES ‘standard’. De ces faits, la présente thèse a contribué à l’examen d’approches de modélisation de la turbulence avancées quant aux écoulements autour de corps en mouvement et a permis d’évaluer les efforts instationnaires dus au mouvement de la structure. Cette contribution

peut être considérée comme une première étape de modélisation des échanges énergétiques en interaction fluide-structure. Les cas examinés concernent le mouvement de la structure en un degré de liberté. Les méthodes utilisées, sur le plan numérique et de modélisation sont tout à fait applicables dans le cadre du mouvement rigide à plusieurs degrés de liberté, pour capter d'autres phénomènes complexes, associés au flottement aéroélastique ou hydroélastique. La contribution de cette thèse sur le plan de modélisation 2D et 3D ouvre ainsi des perspectives intéressantes dans le domaine de l'interaction fluide-structure, dont la phénoménologie et impact sont dimensionnants pour les applications des machines tournantes précitées.

Bibliographie

- [1] S.R. Ahmed, R. Ramm, and G.R. Faltin. Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. *SAE Paper*, (840300), 1984.
- [2] C. Allain, M. Deparis, E. Berton, M. NsiMba an D. Favier, and M. Maresca. Embedded ldv methodology for boundary-layer measurements on oscillating airfoils or rotary wings. In *Proceedings of I.S.A.L.A. Proceedings of the 9th International Symposium on applications of Laser to Fluid Mechanics*.
- [3] E. Amet, C. Pellone, T. Maitre, and J.-L. Achard. Lâcher tourbillonnaire à l’arrière des pales d’une turbine darrieus.
- [4] M. A. Amsden and F. H. Harlow. The SMAC method : a numerical technique for calculating incompressible fluid flows. Los Alamos Scientific Laboratory Report. L.A. 4370, 1970.
- [5] JM. Autric. *Contribution à l’étude expérimentale et numérique du développement de la couche limite sur un modèle oscillant : la transition en écoulement instationnaire*. PhD thesis, 1994.
- [6] H. M. Badr and S. C. R. Dennis. Time dependent viscous flow past an impulsively started rotating and translating circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 158 :447–488, 1985.
- [7] J. Bardina, J. H. Ferziger, and W. C. Reynolds. Improved turbulence models based on large-eddy simulation of homogeneous, incompressible turbulent flows. Technical Report TF-19, Stanford University, 1983.
- [8] F. H. Barnes. Vortex shedding in the wake of a rotating circular cylinder at low Reynolds number. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 33 :141–144, 2000.
- [9] A. Benyahia, E. Berton, D. Favier, C. Maresca, KJ. Badcock, and GN. Barakos. Detailed evaluation of cfd predictions against lda measurement for flow n an aerofoil. 2003.
- [10] M. Bergmann. *Optimisation aérodynamique par réduction de modèle POD et contrôle optimal. Application au sillage laminaire d’un cylindre circulaire*. Thèse de doctorat de l’institut national polytechnique de lorraine, 2004.

-
- [11] E. Berton, C. Allain, D. Favier, and C. Maresca. Experimental methods for subsonic flow measurements. *Notes on Num. Fluid Mech. and Multidisciplinary Design*, 81 :251–260, 2002. dedicated volume in "Progress in Computational Flow-Structure Interaction".
 - [12] E. Berton, D. Favier, and M. Maresca. Embedded l.v. methodology for boundary-layer measurements on oscillating models. *AIAA Paper*, 1997.
 - [13] M.S. Bloor. Transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 19 :290–304, 1964.
 - [14] H. C. Boisson. *Developpement de structures organisées turbulentes à travers l'exemple du sillage du cylindre circulaire*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1982.
 - [15] A. Bono, P. Fraunie, and C. Béguier. Optimisation d'une éolienne à cylindres tournants. *CRAS*, (6), 1985.
 - [16] R. Bourguet, M. Braza, R. Perrin, and G. Harran. Anisotropic eddy-viscosity concept for strongly detached unsteady flows. *AIAA Journal*, 45 :1145–1149, mai 2007.
 - [17] R. Bourguet, G. Martinat, G. Harran, and M. Braza. aerodynamic multi-criteria shape optimization of vawt blades profile by viscous approach.
 - [18] M. Braza. Etude numérique du décollement instationnaire externe par une formulation vitesse-pression : Application à l'écoulement autour d'un cylindre. Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 1981.
 - [19] M. Braza. Analyse physique du comportement dynamique d'un écoulement externe, décollé, instationnaire en transition laminaire-turbulente. Application : Cylindre circulaire. Thèse de Docteur d'Etat, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 1986.
 - [20] M. Braza. *Analyse physique du comportement dynamique d'un écoulement externe décollé instationnaire en transition laminaire-turbulente. Application : cylindre circulaire*. Thèse de doctorat d'état, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1986.
 - [21] M. Braza. The direct numerical simulation at the service of turbulent modelling methodologies for unsteady aerodynamic flows. In *invited technology session conference on "unsteady aerodynamics and fluid-structure interaction. Procs ECCOMAS 2000*, Barcelona, 2000.
 - [22] M. Braza, P. Chassaing, and H. Ha-Minh. Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder. *Phys. Fluids*, A2 :1461–1471, 1990.
 - [23] M. Braza, D. Faghani, and H. Persillon. Successive stages and role of natural vortex dislocations in the three-dimensional wake transition. *J. Fluid Mech.*, 439 :1–43, 2001.

- [24] M. Braza, R. Perrin, and Y. Hoarau. Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds number. In *invited conference, Bluff Body Wakes and Vortex induced vibrations, BBVIV4*, Santorini, 2005.
- [25] B. Cantwell. Organized motion in turbulent flow. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 13 :457–515, 1981.
- [26] B. Cantwell and D. Coles. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 136 :321–374, 1983.
- [27] M.S. Chandrasekhara and L.W. Carr. Flow visualisations studies of the Mach number effects on dynamic stall. *J. Aircraft*, 27 :516–522, 1990.
- [28] C. C. Chang and R. L. Chern. Vortex shedding from an impulsively started rotating and translating circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 233 :265–298, 1991.
- [29] P. K. Chaviaropoulos, I. G. Nikolaou, K. A. Aggelis, N. N. Soerensen, J. Johansen, M. O. L. Hansen, M. Gaunaa, T. Hambraus, H. Frhr. von Geyr, C. Hirsch, K. Shun, S. G. Voutsinas, G. Tzabiras, Y. Perivolaris, and S. Z. Dyrmoose. Viscous and Aeroelastic Effects on Wind Turbine Blades. The VISCEL project. Part I : 3D Navier-Stokes Rotor simulations. *Wind Energy*, 6 :365–385, October 2003.
- [30] P. K. Chaviaropoulos, N. N. Soerensen, M. O. L. Hansen, I. G. Nikolaou, K. A. Aggelis, J. Johansen, M. Gaunaa, T. Hambraus, H. Frhr. von Geyr, C. Hirsch, K. Shun, S. G. Voutsinas, G. Tzabiras, Y. Perivolaris, and S. Z. Dyrmoose. Viscous and Aeroelastic Effects on Wind Turbine Blades. The VISCEL Project. Part II : Aeroelastic Stability Investigations. *Wind Energy*, 6 :387–403, October 2003.
- [31] K.Y. Chien. Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds number turbulence model. *AIAA Journal*, 20 :33–38, 1982.
- [32] M. Coutanceau and C. Ménard. Influence of the rotation on the near wake development behind an impulsively started circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 158 :399–446, 1985.
- [33] W. J. Mc Croskey, K. W. Mc Alister, L. W. Carr, and S. L. Pucci. An experimental study of Dynamic Stall on Advanced Airfoil Sections. Volume 1. Summary of experiments. NASA technical memorandum 84245, 1982.
- [34] S. C. Crow and F. H. Champagne. Orderly structures in jet turbulence. *J. Fluid Mech.*, 48 :547–591, 1971.
- [35] L. Davidson. Final report LESFOIL. Contract Report CR/CFD/01/07, Chalmers University of Technology, March 21st 2001.
- [36] A. Dervieux, M. Braza, and J.P. Dussauge. Computation and comparison of efficient turbulence models for aeronautics. In *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, volume 65. Vieweg, 1998.

-
- [37] H. Djeridi, M. Braza, R. Perrin, G. Harran, E. Cid, and S. Cazin. Near-wake turbulence properties around a circular cylinder at high Reynolds number. *Flow, Turbulence and Combustion*, 71 :19–34, 2003.
- [38] R. ElAkoury, M. Braza, Y. Hoarau, J. Vos, G. Harran, and A. Sevrain. Unsteady flow around a naca0021 airfoil beyond stall at 60° angle of attack. In *Proceedings of the "Second IUTAM Symposium on unsteady separated flows and their control*, 2007.
- [39] X. Faure, A. Stoukov, G. Harran, and A. Kourta. Modélisation d’une éolienne à axe vertical par couplage champ/circuit. 2004.
- [40] D. Favier. Thèse de doctorat, 1981.
- [41] O. Frederich, U. Bunge, C. Mockett, and F. Thiele. Flow prediction around an oscillating naca0012 airfoil at $re=1000000$. In *Proceedings of the "Second IUTAM Symposium on unsteady separated flows and their control*, 2007.
- [42] M. Germano. Turbulence, the filtering approach. *J. of Fluid Mech.*, 238 :325–336, 1992.
- [43] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 7 :1760–1765, 1991.
- [44] J. H. Gerrard. The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 25 :143–164, 1966.
- [45] H. Ha-Minh and A. Kourta. Semi-deterministic turbulence modelling for flows dominated by strong organised structures. In *Proc. Symp. Turbulent Shear Flows*, Kyoto, 1993.
- [46] W. Haase, V. Selmin, and B. Winzell. Progress in computational flow-structure interaction, results of the project UNSI, supported by the european union 1998 - 2000. *Notes on Num. Fluid Mech. and Multidisciplinary Design*, 81, 2002.
- [47] C. Hinterberger, M. Garcia-Villalba, and W. Rodi. Large eddy simulation of the flow around the ahmed car body. In *Lecture notes in applied and computational mechanics / The aerodynamics of heavy vehicles : trucks, buses and trains*. springer, 2004.
- [48] Y. Hoarau. *Analyse physique par simulation numerique et modelisation des écoulements decolles instationnaires autour de surfaces portantes*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- [49] Y. Hoarau, M. Braza, A. Revell, D. Laurence, and A. Barthet. Physical analysis and modelling of turbulent unsteady flows around a wing. In *Bluff Body Wakes and Vortex induced vibrations, BBIV4*, Santorini, Greece, 2005.

- [50] Y. Hoarau, M. Braza, G. Tzabiras, C. Allain, E. Berton, D. Favier, and C. Maresca. Prediction of turbulent unsteady aerodynamic flows with a pronounced periodic character. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows*, Toulouse, France, 2002.
- [51] J. Hoessler, JF. Beaudoin, and F. Perot. Unsteady separated flow around the ahmed body. In *Proceedings of the "Second IUTAM Symposium on unsteady separated flows and their control*, 2007.
- [52] J. F. Jaminet and C. W. Van Atta. Experiments on vortex shedding from rotating circular cylinder. *AIAA J.*, 7 :1817–1819, 1969.
- [53] G. Jin. *Simulation numérique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour d'un profil d'aile à forte incidence*. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, 1994.
- [54] G. Jin and M. Braza. A non-reflecting outlet boundary condition for incompressible unsteady Navier-Stokes calculations. *J. Comput. Phys.*, 107 :239, 1993.
- [55] S. Kang, H. Choi, and S. Lee. Laminar flow past a rotating circular cylinder. *Phys. Fluids*, 11 :3312–3321, 1999.
- [56] A. Kourta, H. C. Boisson, P. Chassaing, and H. Ha Minh. Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 181 :141–161, 1987.
- [57] R. H. Kraichnan. Inertial-range transfer in two- and three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 47 :525–535, 1971.
- [58] S. Krajnovic and L. Davidson. Flow around a simplified car, part 1 : Large eddy simulation. *Journal of Fluids engineering*, (127), 2005.
- [59] J.W. Larsena, S.R.K. Nielsena, and S. Krenkb. Dynamic stall model for wind turbine airfoils. *journal of fluids and structures*, (23), 2007.
- [60] B.E. Launder, G.J. Reece, and W. Rodi. Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.*, 68 :537–566, 1975.
- [61] A. Leroy and P. Devinant. A general approach for computing 3d lifting and/or propulsive systems derived from a complete theory. *international journal of numerical methods in fluids*, year=1999, number=29.
- [62] H. Lienhardt, C. Stoots, and S. Becker. Lda measurement of the flow and turbulent structures in the wake of a simplified car model. *SAE Paper*, (2003-01-0656), 2000.
- [63] G. Martinat. Analyse physique de la transition laminaire-turbulent sous l'effet de la rotation par un code en éléments finis. Rapport de DEA de l'INP-Toulouse, 2004.
- [64] K.W. McAlister, L.W. Carr, and W.J. McCroskey. Dynamic stall experiments on the NACA0012 airfoil. Technical Paper TP 1100, NASA, 1978.

-
- [65] W. J. McCroskey. The phenomenon of dynamic stall. NASA report : NASA/TM-81264, 1981.
- [66] W. J. McCroskey. Unsteady airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 14, 1982.
- [67] C. Meneveau and J. Katz. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 32 :1–32, 2000.
- [68] F. Menter. Test case 9.4 : Flow around a simplified car body (ahmed body). 10th workshop report, 2005.
- [69] F. R. Menter. Zonal two equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamics flows. *AIAA Paper*, 93-2906, 1993.
- [70] FR. Menter and M. Kuntz. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. In *Proceedings of the Symposium on "the aerodynamics of heavy vehicles : trucks, buses and trains."*, Monterey, USA, 2-6 Dec 2002. Springer, 2004.
- [71] A. Mirecki. *Etude comparative de chaînes de conversion d'énergie dédiées à une éolienne de petite puissance*. PhD thesis, 2005.
- [72] S. Mittal. Three-dimensional instabilities in flow past a rotating cylinder. *J. Appl. Mech.*, 71 :89–95, 2004.
- [73] S. Mittal and B. Kumar. Flow past a rotating cylindre. *J. Fluid Mech.*, 476 :303–334, 2003.
- [74] M. T. Nair, T. K. Sengupta, and U. S. Chauchan. Flow past rotating cylinders at high Reynolds numbers using higher order upwind scheme. *Comput. Fluids*, 27 :47–70, 1998.
- [75] I. Paraschivoiu. *Wind Turbine Design*. Polytechnic International Press, 2002.
- [76] M. Pascazio. Contribution expérimentale à l'étude de la couche limite se développant sur un profil d'aile en oscillation : phénomènes de transition et de décollement en écoulement instationnaire. thèse de doctorat, Université de la Méditerranée (Aix-Marseille II), 1995.
- [77] M. Pascazio, J.M. Autric, E. Berton, and D. Favier. Etude de l'aérodynamique d'un profil d'aile en écoulement bidimensionnel. 1995.
- [78] V.C. Patel, W. Rodi, and G. Scheuerer. Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows : a review. *AIAA Journal*, 23 :1308–1319, 1985.
- [79] R. Perrin. Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de reynolds. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 2005.

- [80] H. Persillon and M. Braza. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation. *J. Fluid Mech.*, 365 :23–88, 1998.
- [81] R. A. Piziali. An experimental investigation of 2D and 3D oscillating wing aerodynamics for a range of angle of attack including stall. NASA technical memorandum, no 4632. Ames, CA :NASA 4632, Chalmers University of Technology, 1993.
- [82] S.R.Allmaras P.R.Spalart. A one equation turbulence model for aerodynamics flows. *AIAA paper*, 92-0439, 1992.
- [83] Myung J. Rhee. A study of dynamic stall vortex developement using two-dimensional data from the afdd oscillating wing experiment. NASA report : NASA/TM-2003-211857, 2002.
- [84] X. Roboam. Le «petit éolien» : marchés, applications, architectures et gestion d'énergie. Revue REE, 2005.
- [85] P. Rodes. *Modélisation au second ordre d'écoulements instationnaires incompressibles turbulents autour de fuselages et d'ailes d'avion*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1999.
- [86] A. Roshko. On the drag and shedding frequency of two dimensional bluff bodies. Technical Report NACA-TN-3169, 1954.
- [87] A. Roshko. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 10 :345–356, 1961.
- [88] T. Rung, U. Bunge, M. Schatz, and F. Thiele. Restatement of the spalart-allmaras eddy-viscosity model in a strain adaptative formulation. *AIAA Journal*, 41, 2002.
- [89] L. Smaguina-Laval. *Analyse physique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour de structures portantes en aérodynamique externe*. Thèse de doctorat, Université de la méditerranée, Aix-Marseille II, 1998.
- [90] P. Spalart, W.-H. Jou, M. Strelets, and S. R. Allmaras. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. In *First AFOSR International Conference on DNS/LES, Aug. 4-8*, Ruston, Louisiana, 1997.
- [91] P.R. Spalart, S. Deck, M.L. Shur, K.D. Squires, M.Kh. Strelets, and A. Travin. A new version of detached eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Journal of theoretical and computational fluid dynamics*, 20 :181–195, 2006.
- [92] C. G. Speziale. On nonlinear K-l and K-epsilon models of turbulence. *J. Fluid Mech.*, 178 :459–475, 1987.
- [93] D. Stojković, M. Breuer, and F. Durst. Effect of high rotation rates on the laminar flow around a circular cylinder. *Phys. Fluids*, 14 :3160–3178, 2002.

- [94] D. Stojković, P. Schön, M. Breuer, and F. Durst. On the new vortex shedding mode past a rotating circular cylinder. *Phys. Fluids*, 8 :1683–1685, 2003.
- [95] A. Travin, M. Shur, M. Strelets, and P. Spalart. Detached-Eddy Simulations past a Circular Cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, 63 :293–313, 2000.
- [96] J. B. Vos, P. Leyland, V. Van Kemenade, C. Gacherieu, N. Duquesne, P. Lotstedt, C. Weber, A. Ytterstrom, and C. Saint Requier. NSMB hanbook 4.5, November 2001.
- [97] S. Wallin and A. V. Johansson. An explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 403 :89–132, 2000.
- [98] A.K.M.F. Hussain W.C. Reynolds. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 3. theoretical models and comparison with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 54, 1972.
- [99] D. C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11), 1988.
- [100] C. H. K. Williamson. The natural and forced formation of splot-like vortex dislocations in the transition of a wake. *J. Fluid Mech.*, 243 :393–441, 1992.
- [101] C. H. K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 28 :477–539, 1996.
- [102] B.E.Launder W.P.Jones. the prediction of laminarization with a two equation turbulence model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15, 1972.